

平成21年度 修士論文

アンサンブル予報データを用いた
ブロッキング形成期の予測可能性に関する
解析

京都大学大学院 理学研究科 地球惑星科学専攻

竹村 和人

平成22年1月

アンサンブル予報データを用いた ブロッキング形成期の予測可能性に関する解析

京都大学大学院 理学研究科 地球惑星科学専攻

竹村 和人

中高緯度域において偏西風の大きな南北蛇行を伴うブロッキングは、その強い持続性により、しばしば異常気象を引き起こす原因となる。このため、ブロッキングの形成を予測することは、中長期予報における最も重要な問題の1つである。しかしながら、ブロッキング形成期には予報誤差が大きくなることが指摘されている (Kimoto *et al.*, 1992; Tibaldi and Molteni, 1990)。しかも、このような予報誤差の増大プロセスの詳細や、その原因は未解明である。そこで、本研究では、JRA25再解析/JCDAS データセット (解析値)、および気象庁週間アンサンブル予報データ (予測値) を用いて、顕著なブロッキングエピソードについて詳細な事例解析を行い、ブロッキング形成期における予測可能性変動と、予測可能性に大きな影響を与える力学プロセスについて詳しい解析を行った。

まず、本研究では、Pelly and Hoskins (2003) に従い、力学的対流圏界面での温位の南北勾配の逆転に基づいて、顕著なブロッキングエピソードを検出した。そのうち、予報データの存在する以下の4事例について解析した。(1) 2007年12月に北大西洋～ヨーロッパ域で発生したブロッキング (エピソード E4)、(2) 2008年1月に同領域で発生したブロッキング (エピソード E14)、(3) 2009年1月に北太平洋域で発生したブロッキング (エピソード P7)、(4) 2008年1月に同領域で発生したブロッキング (エピソード P8)。

次に、個々の事例ごとに、ブロッキング形成域での300hPa高度場のスプレッドを用いて、ブロッキング形成期の予測可能性を評価した。その結果、全ての事例において、ブロッキング形成日以前の数日間で、スプレッドが増大していることが分かった。さらに、ブロッキング形成日以前を初期日とするアンサンブル予報では、どの事例においても、ブロッキングの振幅が過小に予測される傾向にあることが分かった。以上の結果は、ブロッキング形成期の予測可能性の評価を行った先行研究の結果と整合的である。

次に、個々の事例について、Enomoto *et al.* (2007) の簡易感度解析を実施し、ブロッキング形成期の予測に最も大きな影響を与える高感度領域と、300hPa高度場予測値のアンサンブルメンバー間でのスプレッドの時間発展について、準定常ロスビー波列に代表される低周波変動成分と、総観規模擾乱に伴う高周波変動成分との関係に着目して解析を行った。その結果、エピソード E4 (P8) では、高 (低) 周波変動成分に比べ、低 (高) 周波変動成分が、ブロッキング強度の予測可能性により大きな影響を与えていることが定性的に示された。一方、エピソード E14 と P7 では、低周波/高周波変動成分ともにブロッキング強度の予測可能性に影響している可能性が示された。

さらに、ブロッキング強度の予測が低周波/高周波変動成分のどちらにより鋭敏に依存するのかを、相関解析の手法を用いて定量的に調べた。この解析では、アンサンブルメンバー間で、低周波/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散項の予測値と、予測されたブロッキング強度との相関を調べた。その結果、エピソード E4 (P8) では、低周波 (高周波) 変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散が、統計的に有意にブロッキング強度と関連することが示された。一方、エピソード E14 と P7 では、低周波/高周波変動成分の両者とも、ブロッキング強度と有意に関連していることが示された。これらの結果は、簡易感度解析とスプレッドの解析によって得られた、定性的な結果と整合的である。

また、以上の結果は、ブロッキング形成期における予測可能性に大きな影響を与える力学プロセスは、ブロッキングが形成される領域に依存するのではなく、個々のブロッキングエピソードによって異なることを示唆している。

目次

第 1 章	はじめに	1
1.1	ブロッキングの統計的特徴	1
1.2	ブロッキングの形成メカニズムと予測可能性	3
1.2.1	低周波変動によるブロッキングの形成メカニズム	3
1.2.2	高周波変動によるブロッキングの形成メカニズム	5
1.2.3	低/高周波変動の相互作用によるブロッキングの形成メカニズム	6
1.2.4	ブロッキングの予測可能性	9
1.3	本研究の目的	11
第 2 章	使用データ, および解析手法	12
2.1	使用データ	12
2.1.1	JRA25 再解析/JCDAS データ: 解析値	12
2.1.2	気象庁週間アンサンブル予報データ: 予測値	14
2.2	準定常ロスビー波のエネルギー伝播の解析手法	15
2.3	予測可能性の評価: アンサンブル平均とスプレッド	16
2.4	アンサンブル初期摂動の成長における線形性の評価: 空間相関による評価	17
2.5	気象庁週間アンサンブル予報データを用いた簡易感度解析	18
2.5.1	榎本ほか (2006), Enomoto et al. (2007) の簡易感度解析	18
2.5.2	簡易感度解析の本研究への適用	21
2.6	低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析	25
第 3 章	PV- θ 系のブロッキングインデックスによるブロッキング事例の検出	29
3.1	PV- θ 系のブロッキングインデックスの定義	29
3.1.1	ブロッキングの検出	29
3.1.2	大規模ブロッキングの検出	32
3.1.3	ブロッキングエピソードの検出	33
3.2	ブロッキング事例の検出	35
第 4 章	ブロッキングの予測可能性に関する事例解析	39
4.1	2007 年 12 月に北大西洋～ヨーロッパ域で発生した ブロッキングの解析: エピソード E4	39
4.1.1	ブロッキング形成期の総観的特徴	40
4.1.2	スプレッドを用いた予測可能性評価	41
4.1.3	アンサンブル初期摂動の成長における線型性評価	44

4.1.4	簡易感度解析による高感度領域の検出	44
4.1.5	低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析	47
4.2	2008年1月に北大西洋～ヨーロッパ域で発生した ブロッキングの解析: エピソード E14	50
4.2.1	ブロッキング形成期の総観的特徴	50
4.2.2	スプレッドを用いた予測可能性評価	52
4.2.3	アンサンブル初期摂動の成長における線型性評価	54
4.2.4	簡易感度解析による高感度領域の検出	55
4.2.5	低/高周波変動の渦度収支に基づく相関解析	59
4.3	2009年1月に北太平洋で発生したブロッキングの解析: エピソード P7	61
4.3.1	ブロッキング形成期の総観的特徴	61
4.3.2	スプレッドを用いた予測可能性評価	63
4.3.3	アンサンブル初期摂動の成長における線型性評価	65
4.3.4	簡易感度解析による高感度領域の検出	66
4.3.5	低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析	69
4.4	2008年1月に北太平洋で発生したブロッキングの解析: エピソード P8	71
4.4.1	ブロッキング形成期の総観的特徴	71
4.4.2	スプレッドを用いた予測可能性評価	73
4.4.3	アンサンブル初期摂動の成長における線型性評価	75
4.4.4	簡易感度解析による高感度領域の検出	76
4.4.5	低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析	78
	第5章 まとめ	81
	謝辞	85
	参考文献	86
	APPENDIX.A. 特異ベクトル法 (SV法) の理論	88

目 次

1.1	北大西洋域で発生したブロッキング	2
1.2	Nakamura <i>et al.</i> (1997) によるブロッキングの解析結果	4
1.3	Nakamura and Fukamachi (2004) によるブロッキングの解析結果	7
1.4	Lupo and Smith (1995) によるブロッキングの解析結果	8
1.5	Kimoto <i>et al.</i> (1992) によるブロッキングの予測可能性評価	9
1.6	ブロッキング型天候レジームへの遷移	10
2.1	Enomoto <i>et al.</i> (2007) の簡易感度解析の概念図	18
2.2	低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の概念図	25
3.1	Pelly and Hoskins (2003) のブロッキングインデックスの概念図	29
3.2	ストームトラックの冬季気候値	31
3.3	Pelly and Hoskins (2003) のブロッキングインデックスの経度-時間断面図	32
3.4	冬季におけるブロッキング頻度の経度分布	33
3.5	本研究で定義した, ブロッキング領域	35
4.1.1	エピソード E4: ブロッキング強度の時系列と, Pelly and Hoskins (2003) のブロッキングインデックスの経度-時間断面図	40
4.1.2	エピソード E4: 300hPa 高度場の低周波変動成分と気候値からの偏差	41
4.1.3	エピソード E4: ブロッキング領域の定義	42
4.1.4	エピソード E4: ブロッキング強度予測値のスプレッドの初期日依存性	42
4.1.5	エピソード E4: 2007 年 12 月 8 日を初期日とするブロッキング強度の予測値	43
4.1.6	エピソード E4: 2007 年 12 月 8 日を初期日とする, 初期日から予測 9 日目までの空間相関の変動	44
4.1.7	エピソード E4: 2007 年 12 月 8 日における予測 4 日目の検証領域に対する高感度領域	45
4.1.8	エピソード E4: 12 月 8 日 ~ 15 日の 8 日間で平均した 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分	46
4.1.9	エピソード E4: 2007 年 12 月 8 日を初期日とするアンサンブル予報での, 初期日から予測 7 日目までの 300hPa 高度場のスプレッド	47
4.1.10	エピソード E4: 2007 年 12 月 8 日を初期日とするアンサンブル予報における, 低周波/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の結果	48
4.2.1	エピソード E14: ブロッキング強度の時系列と, Pelly and Hoskins (2003) のブロッキングインデックスの経度-時間断面図	50
4.2.2	エピソード E14: 300hPa 高度場の低周波変動成分と気候値からの偏差	51
4.2.3	エピソード E14: ブロッキング領域の定義	52
4.2.4	エピソード E14: ブロッキング強度予測値のスプレッドの初期日依存性	53
4.2.5	エピソード E14: 2007 年 12 月 28 日を初期日とするブロッキング強度の予測値	54

4.2.6	エピソード E14: 2007年12月28日を初期日とする, 初期日から予測9日目までの空間相関の変動	55
4.2.7	エピソード E14: 2007年12月28日における予測4日目の検証領域に対する高感度領域	56
4.2.8	エピソード E14: 2007年12月28日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド	57
4.2.9	エピソード E14: 2007年12月28日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド	58
4.2.10	エピソード E14: 2007年12月28日を初期日とするアンサンブル予報における, 低周波/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の結果	59
4.3.1	エピソード P7: ブロッキング強度の時系列と, Pelly and Hoskins (2003) のブロッキングインデックスの経度-時間断面図	61
4.3.2	エピソード P7: 300hPa 高度場の低周波変動成分と気候値からの偏差	62
4.3.3	エピソード P7: ブロッキング領域の定義	63
4.3.4	エピソード P7: ブロッキング強度予測値のスプレッドの初期日依存性	63
4.3.5	エピソード P7: 2009年1月10日を初期日とするブロッキング強度の予測値	64
4.3.6	エピソード P7: 2009年1月10日を初期日とする, 初期日から予測9日目までの空間相関の変動	65
4.3.7	エピソード P7: 2009年1月10日における予測2日目の検証領域に対する高感度領域	66
4.3.8	エピソード P7: 2009年1月10日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド	67
4.3.9	エピソード P7: 2009年1月10日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド	68
4.3.10	エピソード P7: 2009年1月10日を初期日とするアンサンブル予報における, 低周波/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の結果	69
4.4.1	エピソード P8: ブロッキング強度の時系列と, Pelly and Hoskins (2003) のブロッキングインデックスの経度-時間断面図	71
4.4.2	エピソード P8: 300hPa 高度場の低周波変動成分と気候値からの偏差	72
4.4.3	エピソード P8: ブロッキング領域の定義	73
4.4.4	エピソード P8: ブロッキング強度予測値のスプレッドの初期日依存性	74
4.4.5	エピソード P8: 2008年1月10日を初期日とするブロッキング強度の予測値	74
4.4.6	エピソード P8: 2008年1月10日を初期日とする, 初期日から予測9日目までの空間相関の変動	75
4.4.7	エピソード P8: 2008年1月10日における予測4日目の検証領域に対する高感度領域	76
4.4.8	エピソード P8: 2008年1月10日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド	77
4.4.9	エピソード P8: 2008年1月10日を初期日とするアンサンブル予報における, 低周波/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の結果	79

表目次

2.1	JRA25 再解析/JCDAS データの概要	12
2.2	気象庁週間アンサンブル予報データの概要	14
3.1	本研究で定義した, ブロッキング領域	35
3.2	北大西洋~ヨーロッパ域で発生したブロッキングエピソード	37
3.3	北太平洋域で発生したブロッキングエピソード	38
4.1	本研究において解析を行うブロッキングエピソード 4 事例	39
4.1.1	エピソード E4: 検証日, 検証領域の定義	45
4.1.2	エピソード E4: 2007 年 12 月 8 日を初期日とするアンサンブル予報にお ける, 低周波/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の結果	49
4.2.1	エピソード E14: 検証日, 検証領域の定義	55
4.2.2	エピソード E14: 2007 年 12 月 28 日を初期日とするアンサンブル予報に おける, 低周波/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の結果	60
4.3.1	エピソード P7: 検証日, 検証領域の定義	65
4.3.2	エピソード P7: 2009 年 1 月 10 日を初期日とするアンサンブル予報にお ける, 低周波/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の結果	70
4.4.1	エピソード P8: 検証日, 検証領域の定義	75
4.4.2	エピソード P8: 2008 年 1 月 10 日を初期日とするアンサンブル予報にお ける, 低周波/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の結果	80
5.1	解析を行ったブロッキングエピソード 4 事例における, 低周波/高周波変 動成分の渦度収支に基づく相関解析の結果	83

第1章 はじめに

1.1 ブロッキングの統計的特徴

中緯度域の上空では、偏西風と呼ばれる、強い西風が卓越している。この偏西風によって、日本付近を含む中緯度域では、数日の周期で天候が変化している。一般的に、中緯度偏西風は、南北にやや蛇行しており、その強弱を繰り返しながらも、概ね東西方向に帯状に伸びた構造を維持している。通常は、このような偏西風の蛇行の強弱が、4~6週間程度の周期で変動しており、このような変動をインデックス・サイクルと呼ぶ。ここで、偏西風の蛇行が弱い状態を東西流型、強い状態を南北流型と呼ぶ。しかしながら、ときとして偏西風の南北方向の蛇行が大きく発達し、偏西風によって東進する総観規模擾乱がブロックされた状態が数日~数週間、長い場合には1カ月以上持続することがある。このような状態をブロッキングと呼ぶ。ブロッキングの発生に伴って、偏西風が極側へ蛇行した領域では、順圧等価な構造をもつ温暖な高気圧が形成され、偏西風が赤道側へ蛇行した領域では、寒冷な低気圧が形成されることが多い^{*1}。ブロッキングは、この状態で持続することにより、発生域周辺に高温、乾燥、低温、豪雪といった天候を持続させる(気象科学事典, 1998)。ここで、北大西洋域において顕著なブロッキングが観測された、2005年2月23日の300hPa高度場を、図1.1bに示す。この図より、北大西洋域において、東西方向に約4000kmのスケールをもつブロッキング高気圧(図中の'H')が発達していることが分かる。また、ヨーロッパ域には寒冷な性質をもつ低気圧が見られる(図中の'L')。このブロッキングの発生に伴って、寒冷低気圧が停滞したヨーロッパ域周辺では、顕著な低温を観測した(図示していない)。

北半球におけるブロッキングの主要な発生域は、統計的に、北大西洋~ヨーロッパ域、および北太平洋域の2つの領域であることが知られているが、ブロッキングの発生は、日本の天候にも大きく影響する。ブロッキングの発生が日本の天候に及ぼす影響について、先行研究によって示された例を、以下に挙げる。

- 晩春から初夏にかけて、オホーツク海域の大気下層で発生する、低温、湿潤な性質を持つ高気圧(オホーツク海高気圧)の形成には、同領域の対流圏上層で発生するブロッキング高気圧が関連している(Nakamura and Fukamachi, 2004)。オホーツク海高気圧の発生に伴って、「やませ」と呼ばれる冷たい北東風が吹き、日本付近に冷夏をもたらす原因となることが知られている。
- 冬季に、北大西洋~ヨーロッパ域からユーラシア大陸上を伝播してきたロスビー波

^{*1}ブロッキングによっては、低緯度側に寒冷な低気圧が形成されない場合もある。このようなブロッキングの形態は、一般に Ω 型と呼ばれる。 Ω 型のブロッキングは、北太平洋域で発生するブロッキングの特徴として知られている。発生域によって、ブロッキングの形態が異なる原因として、Tyrlis and Hoskins (2008)は、ロスビー波が局所的に砕波する位置とジェット的位置との関係を指摘している。

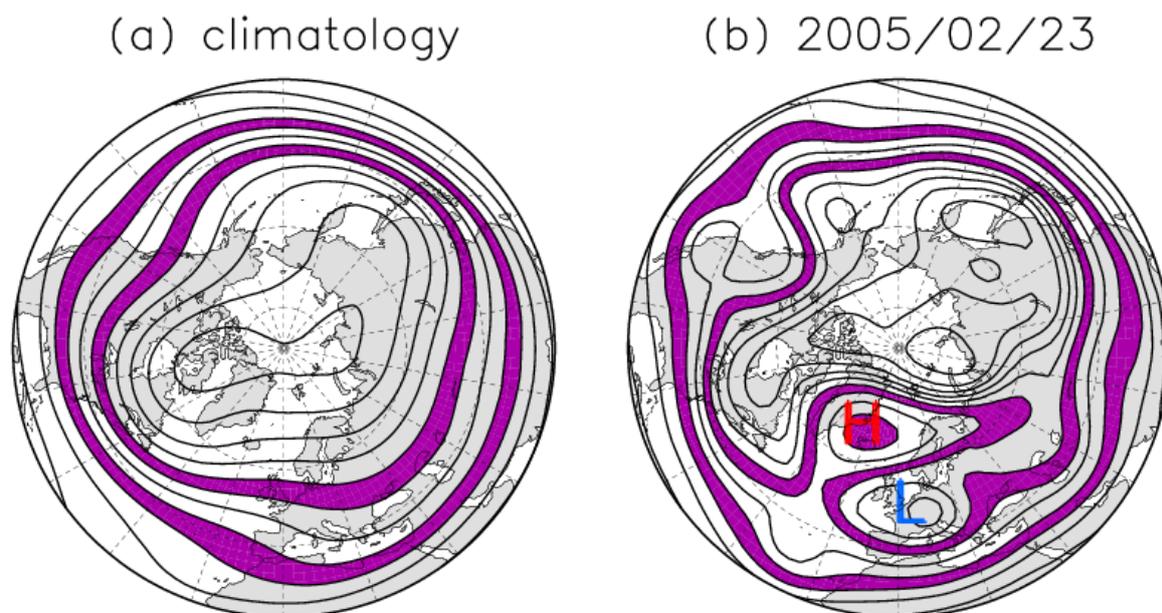


図 1.1: 300hPa 高度場 (コンター: 120gpm 間隔). 但し, (a) 気候値. JRA25 再解析/JCDAS データより作成. (b) 2005 年 2 月 23 日の日平均値. 300hPa 高度が 8880 ~ 9000gpm, 9240 ~ 9360gpm の領域に塗色を施した.

東によって, シベリア付近の対流圏上層においてブロッキングが発達する. それに伴って, 大気下層においてシベリア高気圧が増幅し (Takaya and Nakamura, 2005), 日本を含む東アジア域に強い寒気移流がもたらされる.

- 北大西洋域に形成されたブロッキング高気圧より, ロスビー波束が地中海付近を通過してアジアジェット域に侵入し, さらにアジアジェットに沿って下流側へ伝播することによって, 日本の天候に影響を与える. 2005 年 1 月末から 2 月初旬にかけて, このような波束伝播が観測され, 西日本を中心に低温をもたらした (伊藤・前田, 2006).

このように, ブロッキングは, その発生域の天候のみならず, そこから数千 km 離れた地点の天候にも大きな影響を与えるため, 日本においても, ブロッキングは中長期予報の重要な予測の対象であると言える.

しかしながら, ブロッキングの形成の予測には, 大きな誤差を伴うことが指摘されている (Kimoto *et al.*, 1992). また, Tibaldi and Molteni (1990) や, Mauritsen and Källén (2004) は, 数値予報モデルを用いてブロッキング形成の予測実験を行い, ブロッキングが形成する数日前からの予測において, ブロッキングの発生頻度が過小に予測される傾向があることを示した. これらの結果より, ブロッキングの形成の予測可能性に影響を与える原因を解明することは, 中期予報精度向上に関わる重要な問題であり, さらには, 中高緯度域における気象災害の軽減に繋がることが期待される.

1.2 ブロッキングの形成メカニズムと予測可能性

ブロッキングは、その強い持続性により、中高緯度域に異常気象をもたらす主要な原因であるとして、その形成、維持のメカニズムや予測可能性について、多くの研究が行われてきた。これまでの先行研究により、ブロッキングの形成メカニズムには、ブロッキングを含む、大気の低周波変動だけでなく、総観規模擾乱といった大気の高周波変動もまた、関係していることが明らかになった。すなわち、ブロッキングの形成は、複数の周期をもつ大気変動が関与する、複雑な力学プロセスであるといえる。ここで、先行研究によって指摘された、代表的なブロッキングの形成メカニズムを以下に示す。

- 低周波変動によるブロッキングの形成メカニズム
準定常ロスビー波のエネルギー伝播が、西風の弱い領域で一時的、局所的に阻害され、波活動が収束、蓄積することによって、ブロッキングが形成される (Nakamura, 1994; Nakamura *et al.*, 1997).
- 高周波変動によるブロッキングの形成メカニズム
総観規模擾乱に伴う渦度フラックスの収束発散による、低周波変動成分へのフィードバック効果によって、ブロッキングが形成される (Nakamura *et al.*, 1997; Nakamura and Fukamachi, 2004).
- 低/高周波変動の相互作用によるブロッキングの形成メカニズム
ブロッキング形成域の上流側において、低気圧が急激に発達することによって、その下流側において低緯度側の低渦位大気が北向きに移流され、ブロッキングが形成される (Colucci, 1985; Lupo and Smith, 1995).

以下では、この3つのメカニズムに関する詳細、およびブロッキングの予測可能性に関する研究について示す。

1.2.1 低周波変動によるブロッキングの形成メカニズム

Nakamura *et al.* (1997) は、27年間の冬季に、北大西洋～ヨーロッパ域、および北太平洋域で発生したブロッキング 15 事例について、それぞれコンポジット解析を行い、2つの領域におけるブロッキングの形成メカニズムについて調べた。その結果、北大西洋～ヨーロッパ域で発生したブロッキングの合成図解析より、ブロッキング形成域の上流側における、準定常ロスビー波のエネルギー伝播が、北大西洋～ヨーロッパ域で発生するブロッキングの形成に重要であることを示した。ここで、Nakamura *et al.* (1997) の示した、北大西洋～ヨーロッパ域で発生したブロッキングの合成図を、図 1.2 に示す。この図より、day-4 (上から 1 段目) から day0 (ブロッキングのピーク日, 上から 5 段目) までの期間に、図に示した領域の中心 (54°N, 10°E) 付近において、ブロッキング高気圧が増幅していることが分かる (図 1.2(右) のコンター: 250hPa 高度場偏差の低周波変動成分)。その上流側を見ると、準定常ロスビー波列に対応した高/低気圧性偏差が発達しており (図 1.2(右) のコンター)、そのエネルギー伝播が明瞭である (図 1.2(右) の矢印: Plumb(1986) の波活動度フラックス)。一方、ブロッキング高気圧の形成域よりも下流側では、準定常ロスビー波列 (図 1.2(右) のコンター)、およびエネルギー伝播 (図 1.2(右) の矢印) が存在しない。これは、上

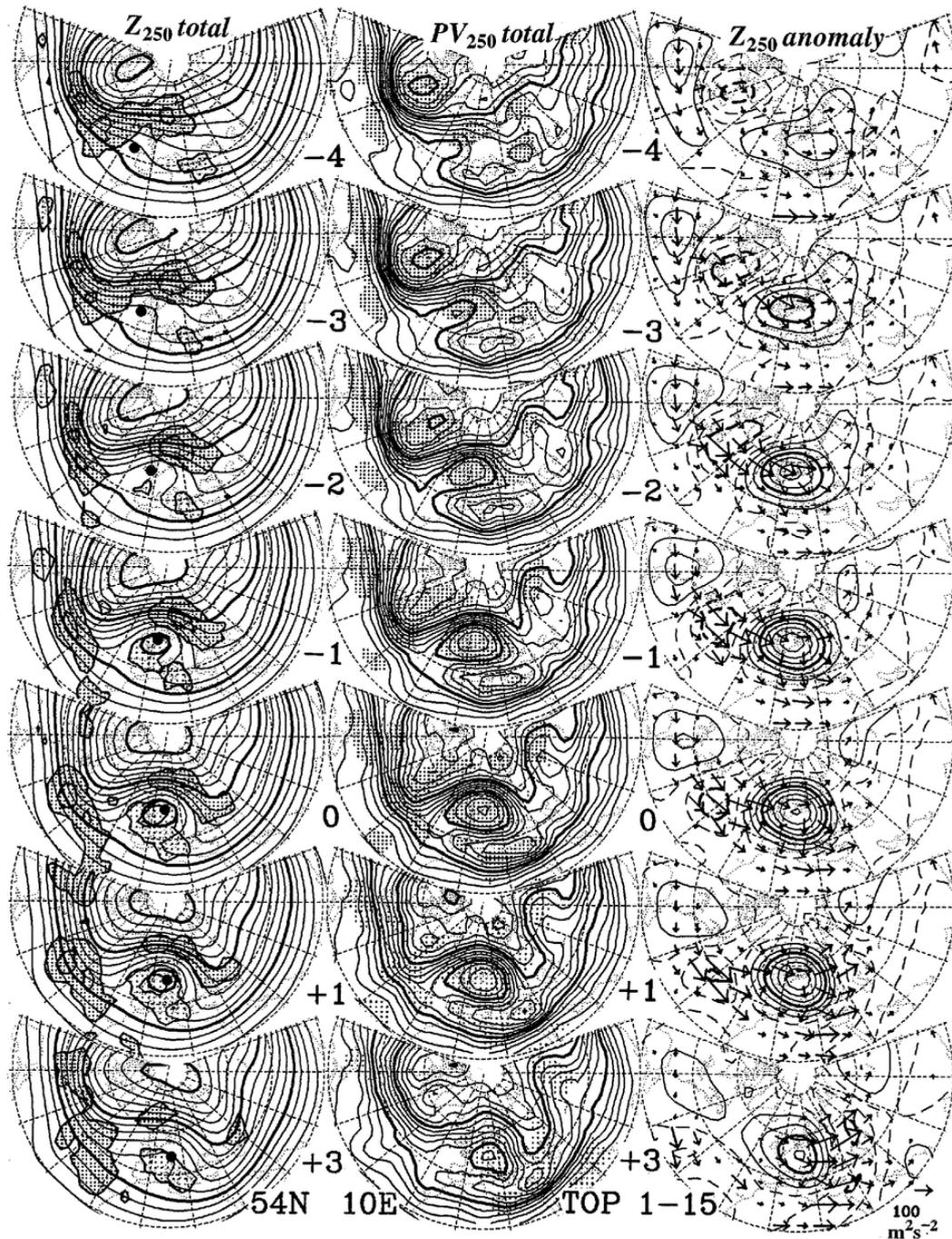


図 1.2: 27 年間 (1966 年から 1992 年まで) の冬季に発生したブロッキング 15 事例について, 54°N , 10°E の地点で合成した, (左) 250hPa 高度場 (コンター, 100m 間隔), 印はブロッキング高気圧に対応した低渦位域の中心. (中) 250hPa 渦位 (コンター, $0.4\text{PVU}(=10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1})$ 間隔), (右) 250hPa 高度場偏差 (コンター, 高気圧性偏差は実線, 低気圧性偏差は点線, 60m 間隔) と Plumb (1986) の波活動度フラックス (矢印, 単位ベクトルの大きさは, $100\text{m}^2/\text{s}^2$). ただし, 全て 8 日の low-pass フィルターが施されている. 上から順に, day-4, day-3, day-2, day-1, day0 (ブロッキングのピーク日), day+1, day+3. 描画領域は, $20^\circ\text{N} \sim 90^\circ\text{N}$, $100^\circ\text{W} \sim 120^\circ\text{E}$. Nakamura *et al.* (1997) の図 1 より抜粋.

層のジェットの分流域, すなわち西風が弱い領域で, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播が阻害され, 波活動度フラックスが収束するためであり, これに伴って, ブロッキング高気圧が発達する様子を見てとれる. さらに, 図 1.2(左) の印 (ブロッキング高気圧に対応した低渦位域の中心) に着目すると, day-4 (上から 1 段目) から day+3 (上から 6 段目) にかけて, 時計回りに移動している様子を見てとることができる. このような移動, すなわち準地衡渦位と南北風の相関は, 波活動度フラックスの収束発散と関連づけられる. すなわち, 準地衡渦位 q' と南北風 v' の正の相関 ($q'v' > 0$) は, 拡張された Eliassen-Palm (E-P) フラックス F の発散 ($\nabla \cdot F > 0$) と等価である (Hoskins *et al.*, 1983; Trenberth, 1986). 今, ブロッキングの形成期において, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播が局所的に阻害されている状態を考える (図 1.2(右) の day-3 から day-1 の期間を参照). この状態は, 波活動度フラックスの収束 ($\nabla \cdot F < 0$) に対応するので, 準地衡渦位 q' と南北風 v' の相関は負となり, 準地衡渦位の南北フラックスは負となる. このとき, ブロッキング高気圧の領域では, 低渦位 ($q' < 0$) 大気が, 北向き ($v' > 0$) に輸送されるため, ブロッキング高気圧は強化される. 次に, ブロッキングの減衰期において, ブロッキング高気圧より下流側への, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播が見られる状態を考える (図 1.2(右) の day+3 を参照). この状態では, 波活動度フラックスが発散している ($\nabla \cdot F > 0$) ので, 準地衡渦位 q' と南北風 v' の相関は正となり, 準地衡渦位の南北フラックスは正となる. このとき, ブロッキング高気圧の領域では, 低渦位 ($q' < 0$) 大気が, 南向き ($v' < 0$) に輸送されるため, ブロッキング高気圧は弱められる. このように, 図 1.2(左) に見られる, 低渦位域の中心 (図中の印) の時計回りの回転は, 上で述べた, ブロッキングの発達から減衰までのライフサイクルと対応している. 以上で示したブロッキングの形成メカニズムは, 総観スケールよりも長い周期をもつ, 低周波変動成分によるブロッキングの形成メカニズムとして位置づけられる.

一方, Nakamura *et al.* (1997) は, 北太平洋域で発生したブロッキングの合成図解析より, 北太平洋域で発生するブロッキングの形成に対する, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播 (すなわち, 低周波変動成分) の役割は, 北大西洋 ~ ヨーロッパ域で発生するブロッキングに比べ, 小さいことを示した. この結果は, ブロッキングの形成メカニズムが, 発生域に依存する可能性を示唆している.

1.2.2 高周波変動によるブロッキングの形成メカニズム

準定常ロスビー波といった低周波変動成分だけでなく, 北大西洋域, 北太平洋域においてしばしば発達する総観規模擾乱もまた, ブロッキングの形成に重要であることが示されている. Nakamura *et al.* (1997) は, 北太平洋域で発生したブロッキング 15 事例の合成図解析を通して, 北太平洋域では, 総観規模擾乱に伴う渦度フラックスの収束発散による, 低周波変動へのフィードバック効果 (以下では, 単に総観規模擾乱によるフィードバック効果と呼ぶ) が, ブロッキングの形成に重要であることを指摘した. また, Nakamura and Fukamachi (2004) は, 5 月にオホーツク海付近の対流圏上層で発生したブロッキングの合成図解析を行い, 北太平洋域で発達する総観規模擾乱によるフィードバック効果が, ブロッキングの形成に重要であると指摘した.

Nakamura *et al.* (1997) や Nakamura and Fukamachi (2004) は, 総観規模擾乱によるフィードバック効果を, 次の式で表されるような渦度方程式の, 高周波変動成分による渦

度フラックス項に着目して、評価している:

$$\left(\frac{\partial z_{L'}}{\partial t}\right) \approx \frac{f}{g} \nabla^{-2} [-\nabla \cdot (\mathbf{u}_H' \zeta_H')]_L. \quad (1.1)$$

ここで、 z (m) はジオポテンシャル高度、 ζ (1/s) は相対渦度の鉛直成分、 \mathbf{u} (m/s) は水平風を表すベクトル、 f (1/s) はコリオリパラメータ、 g (m/s²) は重力加速度を表す。また、右下添字の L は低周波変動成分、 H は高周波変動成分、プライム記号は基本場からのずれを表す。(1.1) の右辺は、総観規模擾乱 (高周波変動成分) に伴う渦度フラックスの収束発散による、低周波変動成分への強制を意味する。

ここで、1966 年から 1992 年までの 27 年間の 5 月に、オホーツク海付近の対流圏上層で発生したブロッキング 15 事例の合成図を、図 1.3 に示す (Nakamura and Fukamachi, 2004)。この図より、Day-6 (上から 1 段目) に、北太平洋中部 (50°N, 180°E 付近) に高気圧性偏差 (図 1.3(左) のコンター: 300hPa 高度場の低周波変動成分) が存在している。その後、Day-2 から Day0 (上から 3, 4 段目) にかけて、式 (1.1) で見積もられる総観規模擾乱によるフィードバック効果 (図 1.3(中)) が、北太平洋域の高気圧性偏差のやや上流側において、大きな正の値を示している。これに伴って、Day0 (上から 4 段目) には、北太平洋中部に存在していた高気圧性偏差がやや西進し、オホーツク海 (55°N, 150°E 付近) で発達している様子を見てとることができる。

この結果より、総観規模擾乱によるフィードバック効果が、ブロッキング高気圧を発達させる効果を持つことが分かる。以上のメカニズムは、高周波変動成分によるブロッキングの形成メカニズムとして位置づけられる。

1.2.3 低/高周波変動の相互作用によるブロッキングの形成メカニズム

Lupo and Smith (1995) は、ブロッキング高気圧の気候学的特徴について調べ、ブロッキングが形成される数日前に、その上流側の気層下層において、低気圧が急激に発達する傾向があることを指摘した。図 1.4 に、北大西洋東部～ヨーロッパ域に発生したブロッキングの例を示す。1987 年 9 月 28 日の 500hPa 高度場 (上から 1 段目、左列の図) を見ると、北大西洋東部 (10°W 付近) に、やや発達したリッジ (図の赤線) が存在しており、その上流側の、北大西洋西部 (50°N, 50°W 付近) に中心気圧 995hPa の地上低気圧^{*2} が存在している (図中の)。9 月 29 日 (上から 2 段目、左列の図) には、地上低気圧 (図中の) の中心気圧が大きく低下し、978hPa まで発達している。また、その下流側のリッジ (図の赤線) も、より発達していることが分かる。さらに、9 月 30 日 (上から 3 段目、左列の図) には、地上低気圧 (図中の) の中心気圧は 983hPa と、やや弱まっているが、その下流側のリッジ (図の赤線) はさらに発達し、スカンディナ비아半島付近に、ブロッキング高気圧を示す閉じた 500hPa 等高度線を見てとることができる。

ここで示された一連の現象は、低気圧の急激な発達に伴って、その下流側において、低緯度側の低渦位大気が北向きに移流されることによって、ブロッキング高気圧が形成、強化されるというメカニズムの存在を示している。さらに、Lupo and Smith (1995) は、このメカニズムの季節依存性を調べ、冬季に、このメカニズムによるブロッキングの形成が頻繁

^{*2}地上低気圧の中心気圧については、Lupo and Smith (1995) の表 1c を参照した。

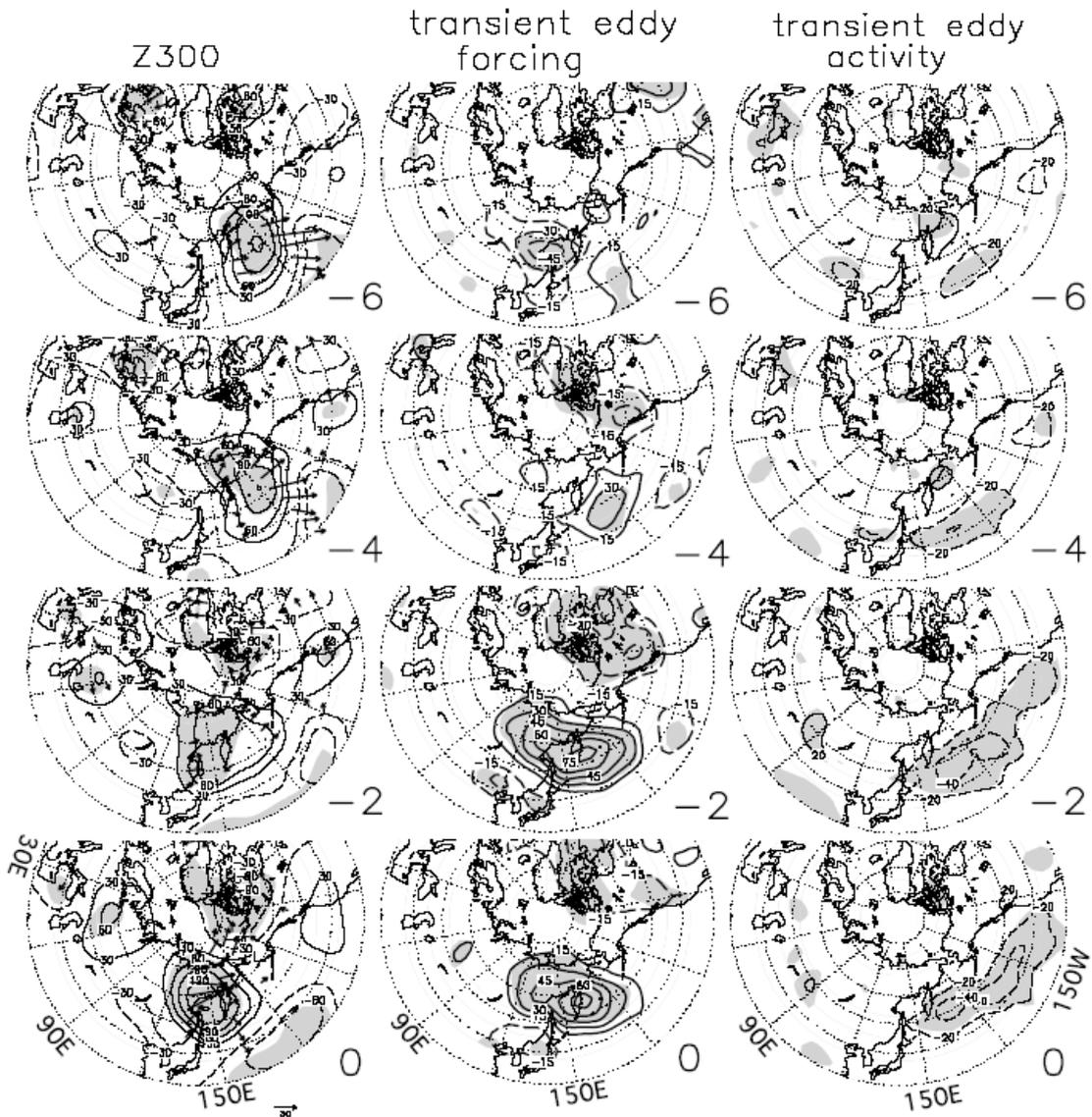


図 1.3: 27 年間 (1966 年から 1992 年まで) の 5 月に発生したブロッキング 15 事例について, 合成した, (左) 300hPa 高度場偏差 (コンター, 30m 間隔, 実線は正偏差, 点線は負偏差) と Takaya and Nakamura (2001) の波活動度フラックス (矢印, 単位ベクトルの長さは $30\text{m}^2/\text{s}^2$), (中) 総観規模擾乱に伴う渦度フラックスの収束発散による 1 日あたりの高度変化傾向 (コンター, $20\text{m}/\text{day}$ 間隔, 実線は正偏差, 点線は負偏差), (右) 総観規模擾乱の活動度を示す, 250hPa 高度場の包絡関数 (コンター, 15m 間隔). ただし, 全て 8 日の low-pass フィルターが施されている. 上から順に, day-6, day-4, day-2, day0 (ブロッキングのピーク日). コンポジットした場が 95% 以上の有意水準で統計的に有意な部分に, 陰影を施した. Nakamura and Fukamachi (2004) の図 3 より抜粋.

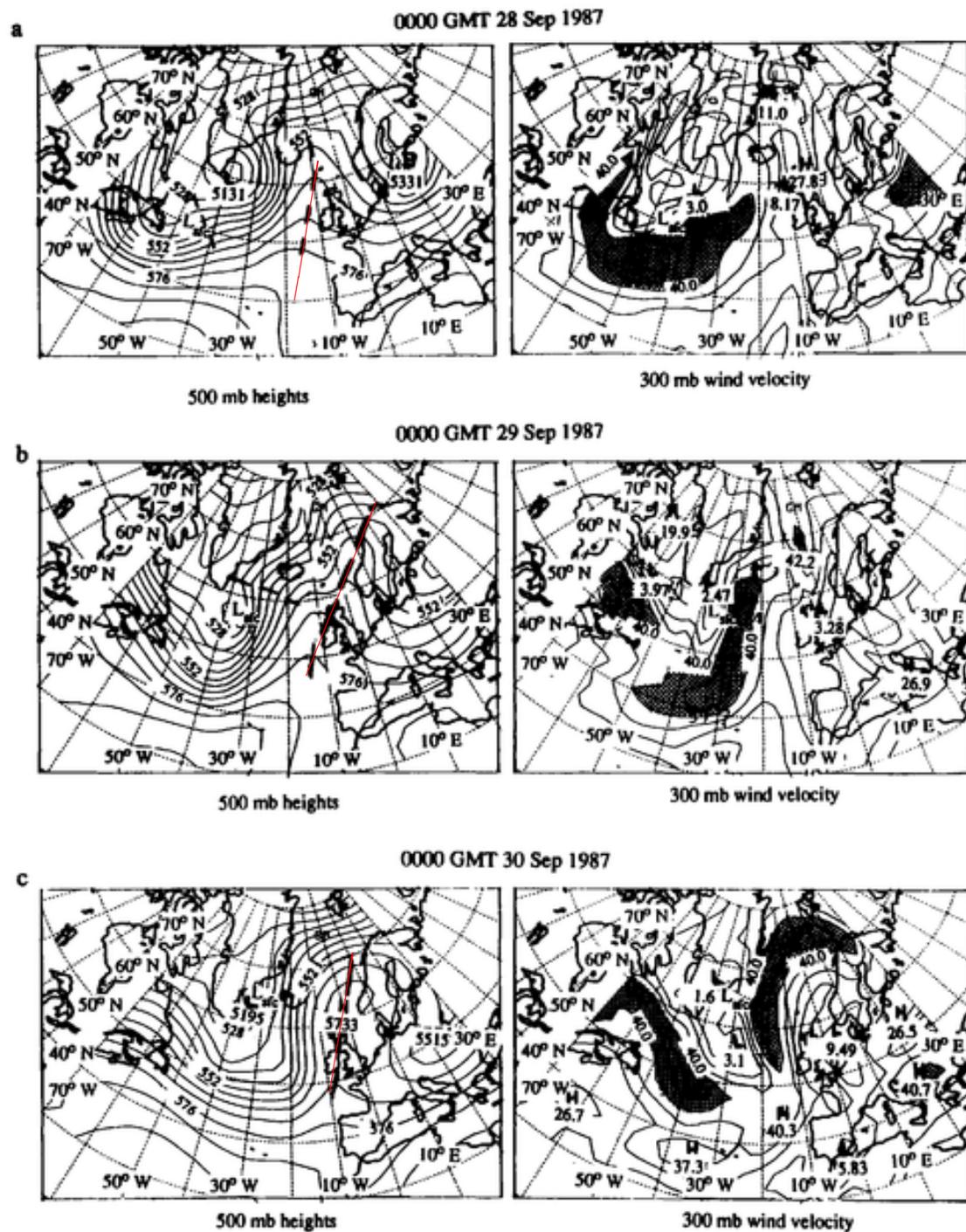


図 1.4: 1987 年 9 月 28 日から 30 日に、北大西洋～ヨーロッパ域で発生したブロッキング. 上から順に、1987 年 9 月 28 日、29 日、30 日の (左) 500hPa の高度場 (コンター, 単位: gpm), (右) 300hPa の風速場 (コンター, 単位: m/s), 風速が 40m/s 以上の領域を黒色で塗色. また, リッジ (赤線), 地上低気圧の中心の位置 (で表記, ただし Lupo and Smith (1995) は図中に 'L' で表記) を図示するために, Lupo and Smith (1995) の図 3 に加筆した.

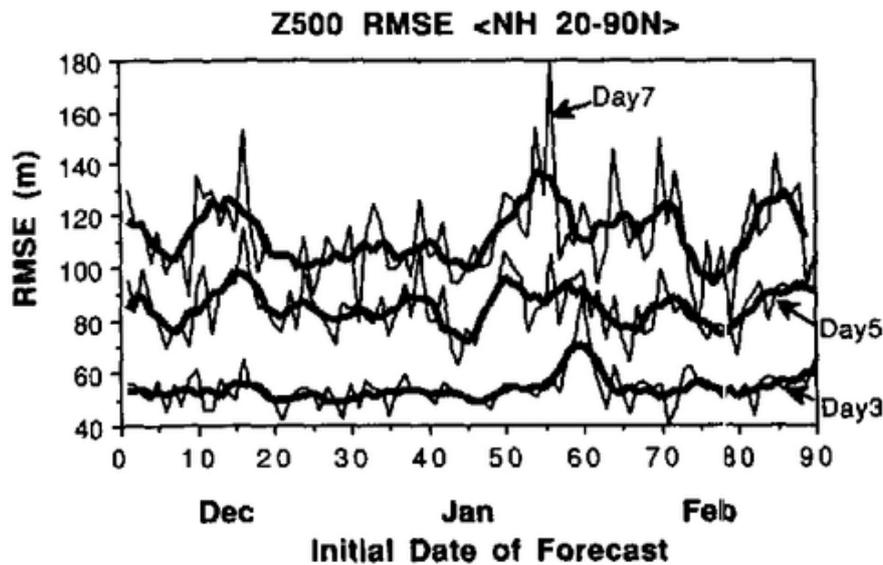


図 1.5: 気象庁全球スペクトルモデルにおける, 1988 年 12 月 1 日から翌年 2 月 28 日までの, 90 日間における予報誤差の変動 (Kimoto *et al.*, 1992). 予測 3 日 (Day3), 5 日 (Day5), および 7 日 (Day7) 目における, 北半球 (20°N ~ 90°N) の 500hPa 高度場の 2 乗平均平方根誤差 (細線). 太線は 5 日移動平均.

に観測されることを示した. また, このメカニズムの存在は, De Pondevca *et al.* (1998) や Colucci (1985) によっても確認されている.

1.2.4 ブロッキングの予測可能性

ブロッキング形成期には, 数値予報モデルの予報誤差は大きくなることが知られている (Kimoto *et al.*, 1992; Tibaldi and Molteni, 1990). Kimoto *et al.* (1992) は, 1988 年 12 月 1 日から 1989 年 2 月 28 日までの, 初期日ごとの, 北半球域 (20°N ~ 90°N) における, 500hPa 高度場の予報誤差*3 (図 1.5 に示した細線) を調べた. 図 1.5 より, 予報誤差は初期日依存性が強く, 予測期間が長くなるにつれて, 初期日依存性がより明瞭である (例えば, Day7 の細線). ここで, 初期日 (横軸) の 50 日 ~ 60 日目 (1989 年 1 月 19 日から 29 日の期間) に着目すると, 予測 3 日 (Day3), 5 日 (Day5), 7 日 (Day7) 目における予報誤差の全てが増大していることが分かる. このことに関して, Kimoto *et al.* (1992) は, 1989 年 2 月初旬頃 (初期日 63 日 ~ 72 日目頃) に, 北太平洋東部において顕著なブロッキングが発生しており, これに伴って予報誤差が増大することを指摘している. ここで, 予報誤差がピークを示す前の 1989 年 1 月 11 日から 20 日 (初期日 42 日 ~ 51 日目) の期間で平均した 300hPa 高度場を, 図 1.6a に, 予報誤差がピークを示した 1 月 21 日から 30 日 (初期日 52 日 ~ 61 日目) の

*3 予報誤差 e は, 次式で定義される:

$$e \equiv \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (f_i - a_i)^2}.$$

ここで, f_i と a_i は, 例えば, 格子点数 N の 500hPa 高度場の, 格子点 i における予測値と観測値を表す.

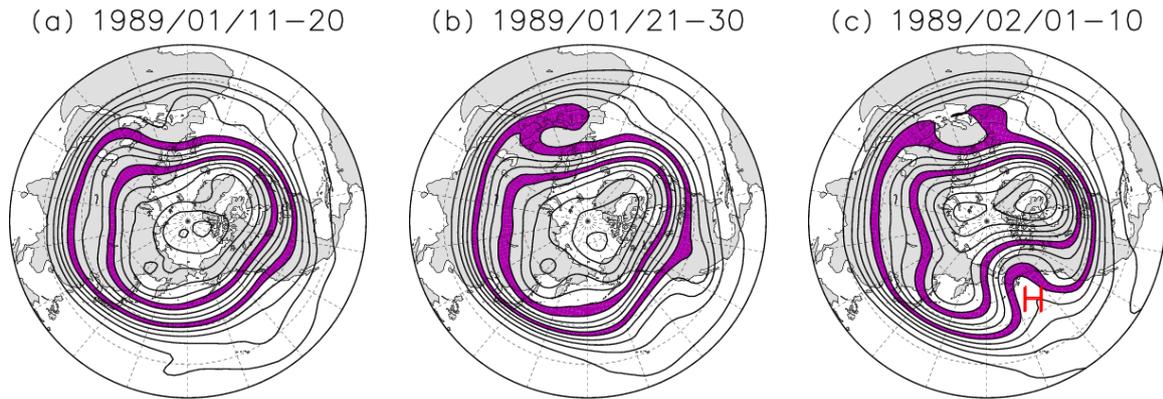


図 1.6: (a) 1989 年 1 月 11 日から 1 月 20 日, (b) 1 月 21 日から 30 日, (c) 2 月 1 日から 10 日の期間で平均した 300hPa 高度場 (コンター: 120gpm 間隔). 300hPa 高度が, 9600 ~ 9720gpm, および 10080 ~ 10200gpm の領域には塗色を施した.

期間での平均場を, 図 1.6b に, 予報誤差がピークを示した後の 2 月 1 日から 10 日 (初期日 63 日 ~ 72 日目) の期間での平均場を, 図 1.6c に, それぞれ示す. 図 1.6a, b では, 偏西風の蛇行が弱く, 西風ジェットが卓越しているが, 図 1.6c では, 北太平洋東部において偏西風が大きく蛇行し, 典型的な Ω 型のブロッキング (図中の 'H') が形成されていることが分かる. ブロッキングの発生期間よりも前の期間 (初期日 52 日 ~ 61 日目: 1 月 21 日から 30 日) に, 予報誤差が増大していることから, ブロッキングの形成期に, 予報誤差が大きくなることが分かる.

また, Tibaldi and Molteni (1990), Mauritsen and Källen (2004) は, ブロッキングの形成日以前を初期日とする数値予報において予測された, ブロッキングの発生頻度について調べ, ブロッキングの形成日までの予測期間が長くなるにつれて, ブロッキングの発生頻度が過小に予測されることを指摘している. この結果も, ブロッキング形成期に予報誤差が大きくなることと整合的である.

1.3 本研究の目的

Kimoto *et al.* (1992), Tibaldi and Molteni (1990) をはじめとする、ブロッキングの予測可能性に関する研究によって、ブロッキングの形成期には、予報誤差が大きくなることが示された。しかしながら、ブロッキング形成に伴う予報誤差の増大プロセスや、その原因については、数値予報の技術が進んだ今日においても、完全に解明されてはいない。一方、1.1 節で述べたように、ブロッキングは、全球規模の天候に大きな影響を及ぼす現象であることから、ブロッキングの形成に伴う予報誤差の変動を解明することは、中期予報精度向上に関わる重要な問題であると言える。そこで本研究では、気象庁週間アンサンブル予報データを用いて、先行研究で示された、低周波/高周波変動によるブロッキングの形成メカニズムのいずれが、ブロッキング形成期の予測可能性により大きな影響を与えるのかを明らかにすることを目的とする。このため、まず、Enomoto *et al.* (2007) の簡易感度解析によって、ブロッキング形成の予測に大きな影響を与える高感度領域を求め、求められた高感度領域と低周波/高周波変動成分との関連を調べた。また、アンサンブル予報から求められる予報メンバー間のスプレッドの時間発展を調べ、低周波/高周波変動成分の変動との関連について解析した。これらの解析から、定性的に、低周波/高周波変動成分のどちらが、ブロッキング形成の予測により大きな影響を与えるのかを調べることができる。さらに、ブロッキング形成の予測が、低周波/高周波変動成分のどちらに、より鋭敏に関連するのかを定量的に明らかにするために、低周波/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散と、ブロッキング領域における高度場変動との相関解析を行った。

ブロッキングに関する先行研究では、ブロッキングの形成メカニズムを調べるために、解析する発生地域ごとに、顕著なブロッキング数事例を合成して解析する手法がしばしば用いられる。しかしながら、合成することによって、個々のブロッキング事例に特有の形成メカニズムが不明瞭となる可能性が考えられる。そこで、本研究では、この問題点を念頭に置き、合成図解析を適用せずに、個々のブロッキングについて事例解析を行った。

本論文の構成を以下に示す。まず、第2章では、本研究で使用するデータ、および解析手法について述べる。次に、第3章では、Pelly and Hoskins (2003) によって提唱された、力学的対流圏界面上の温位の南北勾配の逆転に基づくブロッキングの指標の定義、および、その指標を用いてブロッキングエピソードを検出した結果について述べる。第4章では、第3章のブロッキングの指標を用いて検出された、ブロッキングエピソード4事例について、第2章で述べた解析手法に基づいて、予測可能性の評価、およびブロッキング形成の予測に重要なメカニズムを明らかにするための解析を行う。

第2章 使用データ, および解析手法

2.1 使用データ

本研究では, JRA25 再解析/JCDAS データを解析値として用いた. 用いたデータの期間は, 1979年から2009年までの31年間で, 冬季に発生したブロッキングについて解析を行うため, 12月, 1月, 2月のデータを用いた. また, ブロッキングの予測可能性の検証には, 気象庁週間アンサンブル予報データを用いた. 以下では, これらのデータの概要, および解析手法について説明する.

2.1.1 JRA25 再解析/JCDAS データ: 解析値

本研究では, 1979年から2009年までの, JRA25 再解析/JCDAS データ (Onogi *et al.*, 2007: 以下では, 解析値と呼ぶ) を用いた. データの概要は, 表 2.1 に示したとおりである.

JRA25 再解析/JCDAS データ	
データの期間	1979年1月~2009年2月 1日4回 (00, 06, 12, 18UTC)
水平解像度	緯度経度 $1.25^\circ \times 1.25^\circ$ グリッド
鉛直方向の層数	23層 (1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10, 7, 5, 3, 2, 1, 0.4hPa 面)

表 2.1: JRA25 再解析/JCDAS データの概要.

なお, 提供されている変数のうち, ジオポテンシャル高度 (gpm) (以下では, 高度と呼ぶ), 東西風 (m/s), 南北風 (m/s), 気温 (K), 相対渦度 (1/s), 流線関数 (m^2/s), および, 等温位面渦位 (PVU^{*1}) の, 7変数を用いた. ただし, 等温位面渦位のデータについては, 水平解像度は, $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ で提供されているため, 全ての変数のデータを $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ の解像度に変換して用いた. また本研究では, 全ての変数について, 1日4回 (00, 06, 12, 18UTC) のデータを, 日平均して用いた. 一方, 気候値は, 1979年1月1日から2006年12月31日までの日平均値より, 日々の平均値を求め, さらに, このデータに対し, 以下の60日の low-pass

*1 $1PVU=10^{-6}m^2s^{-2}Kkg^{-1}$.

filter (Duchon, 1979) を施した値で定義した. すなわち, 日々の平均値を x_i とすると, ある日の気候値 \bar{x} は,

$$\bar{x} \equiv \frac{\sum_{i=-n}^n w_i x_i}{\sum_{i=-n}^n w_i} \quad (2.1)$$

で定義した. ここで, w_i は,

$$w_i = \frac{\sin(2\pi f_L i)}{\pi i} \frac{\sin\left(\frac{\pi i}{n}\right)}{\frac{\pi i}{n}} \quad (i = -n, \dots, 0, \dots, n) \quad (2.2)$$

で与えられる. また, f_L はカットオフ周波数, $2n + 1$ はフィルター関数の項数を表し, 60 日の low-pass フィルターを施す場合,

$$f_L = 60(\text{日}), \quad n = 2f_L + 1 = 121(\text{日}) \quad (2.3)$$

である. 今後断りがない限り, 変数 A の気候値を, 上付きバー (\bar{A}) をつけて表す. また, 偏差は, 日平均値から気候値を引いた値で定義した. ただし, 閏年の 2 月 29 日の気候値に関しては, 2 月 28 日と 3 月 1 日の気候値の平均と定義する (気候系監視報告別冊第 13 号). 今後断りがない限り, 変数 A の偏差成分を, プライム記号 (A') をつけて表す.

さらに, 本研究では, ブロッキングや準定常ロスビー波といった長周期で変動する成分 (以下では, 低周波変動成分と呼ぶ) と, 総観規模擾乱といった短周期で変動する成分 (以下では, 高周波変動成分と呼ぶ) の抽出に, 単純 5 日移動平均を用いた. すなわち, データに対し 5 日移動平均を施すことによって低周波変動成分を, さらに元の日平均値から 5 日移動平均値を引くことにより, 高周波変動成分を抽出した.

2.1.2 気象庁週間アンサンブル予報データ: 予測値

本研究では, 気象庁と(社)日本気象学会の研究協力の枠組である, 「気象研究コンソーシアム」を通して提供された, 2007年11月から2009年2月までの, 気象庁週間アンサンブル予報データ(以下では, 予測値と呼ぶ)を用いた. データの概要は, 表2.2に示したとおりである.

気象庁週間アンサンブル予報データ	
データの期間	2007年11月~2009年2月 1日2回(00, 12UTC)
水平解像度	緯度経度 $1.25^\circ \times 1.25^\circ$ グリッド
鉛直方向の層数	10層(1000, 925, 850, 700, 600, 500, 300, 250, 200, 100hPa面)
初期摂動作成方法	特異ベクトル法(Singular Vector法)
メンバー数	51メンバー
予報時間	毎日12UTCより, 12時間ごとに, 216時間まで

表 2.2: 気象庁週間アンサンブル予報データの概要.

なお, 初期摂動作成方法については, 2007年11月より成長モード育成法(BGM法)から特異ベクトル法に変更されている. この方法は, 接線モデルにおいて, 初期時刻から48時間での摂動の成長率が最大となる初期摂動場を作成する手法である(米原, 2008).

本研究では, 提供されている変数のうち, ジオポテンシャル高度(gpm), 東西風(m/s), 南北風(m/s), 気温(K), 地表面気圧(hPa)の5変数を用い, 1日2回(00, 12UTC)のデータを日平均して用いた. また, 解析値と同様に, データに対し5日移動平均を施すことにより, 低/高周波変動成分を抽出した. その際, 1日予測値までは, 予測値のみでは5日移動平均が計算できないため, 初期値より前の期間については, 解析値(但し, 週間アンサンブル予報のコントロールランの初期値で代用)を用いて, 移動平均値を求めた.

2.2 準定常ロスビー波のエネルギー伝播の解析手法

地球上において, 遠く離れた地点間での気象要素が同期して変動することを, テレコネクションと呼び, 先行研究により, いくつかの種類 of テレコネクションパターンの存在が明らかになっている^{*2}. テレコネクションパターンは, 位相速度がほぼゼロな準定常ロスビー波列として捉えることができ, ロスビー波のエネルギー伝播がこのようなパターンの形成に重要であることが知られている. さらに, Nakamura *et al.* (1997) は, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播が, ブロッキングの形成において重要な役割を果たしていることを指摘している. 本研究では, ブロッキングの形成メカニズムを解析するために, 準定常ロスビー波, およびそのエネルギー伝播についても調べた. ここでは, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播を解析する手法について説明する.

本研究では, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播を解析するために, Takaya and Nakamura (2001) の波の位相に依存しない3次元の波活動度フラックスを用いた. このフラックスの大きさは, エネルギーのフラックスの大きさに等しく, フラックスの向きは, ロスビー波の群速度ベクトルの方向に等しい. また, この波活動度フラックスの導出過程において, 東西平均や時間平均操作を行っていないため, 東西非一様な基本場に適用することが可能である. 気圧 (p) 座標系での波活動度フラックスの水平 (東西, 南北) 成分, および, 鉛直成分は次のように書ける.

$$\mathbf{W} = \frac{1}{2|U|} \begin{pmatrix} \bar{u}(\psi_x'^2 - \psi' \psi_{xx}') + \bar{v}(\psi_x' \psi_y' - \psi' \psi_{xy}') \\ \bar{u}(\psi_x' \psi_y' - \psi' \psi_{xy}') + \bar{v}(\psi_y'^2 - \psi' \psi_{yy}') \\ \frac{f_0^2}{S^2} [\bar{u}(\psi_x' \psi_p' - \psi' \psi_{xp}') + \bar{v}(\psi_y' \psi_p' - \psi' \psi_{yp}')] \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

ここで, U は, 基本場の風速であり, 経度, 緯度方向の単位ベクトル i, j を用いて,

$$U = \bar{u}i + \bar{v}j \quad (2.5)$$

と表される. また, u', v', ψ' は, それぞれ, 東西風, 南北風, 流線関数の基本場からのずれであり, 右下添字の x, y, p はそれぞれの偏微分を表す. 本研究では, 基本場を気候値で定義した. さらに, $f_0(1/s)$ はコリオリパラメータ, S^2 は鉛直座標 p のみに依存する静的安定度のパラメーターであり,

$$f_0 = 2\Omega \sin \phi_0 \quad (2.6)$$

$$S^2 = \alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} \quad (2.7)$$

と書ける. ここで, $\Omega(1/s)$ は地球の角速度^{*3}, $\theta(K)$ は温位である. 本研究では, 高緯度で出現するブロッキングを取り扱うため, コリオリパラメータ f_0 の値を, $\phi_0 = 60^\circ$ として計算した.

^{*2}例えば, 北大西洋振動 (North Atlantic Oscillation: NAO) や, PNA (Pacific/North American) パターンなど.

^{*3}地球の角速度は, $\Omega = 2\pi/1(\text{日}) = 7.292 \times 10^{-5} (1/s)$ で与えられる.

2.3 予測可能性の評価: アンサンブル平均とスプレッド

本研究では, 気象庁週間アンサンブル予報において, 個々のアンサンブルメンバーの平均値より, 以下のようにアンサンブル平均を算出した. ある変数 x のアンサンブル平均 $\langle x \rangle$ は,

$$\langle x \rangle \equiv \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M x_i \quad (2.8)$$

で定義される. ここで, M はアンサンブルメンバー数, x_i ($i = 1, 2, \dots, M$) は各アンサンブルメンバーの予測値を表す. さらに, アンサンブル予報におけるメンバー間のばらつきを示す指標として, スプレッドを用いた. スプレッド S は,

$$S \equiv \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (x_i - \langle x \rangle)^2} \quad (2.9)$$

で定義される量である. すなわち, スプレッドは, 各メンバーの予測値の, アンサンブル平均値からの偏差の2乗平均平方根で定義され, 正の値をとる. 一般に, スプレッドが大きければ, 予測可能性は低く, 小さければ高い.

2.4 アンサンブル初期摂動の成長における線形性の評価: 空間相関による評価

現業の気象庁週間アンサンブル予報は, コントロールランを除いて, 50 のアンサンブルメンバーで構成されている. その初期摂動場に関しては, 半数のメンバーと, もう半数のメンバーは, それぞれ互いに反相関 (空間パターンは同じで, 符号が逆) の関係をもつ. 初期摂動が, 時間とともに線形的に成長すると仮定すると, 互いに反相関な 2 つのメンバー (以下では, Gilmour *et al.*, (2001) に従い, 「'twin' ペア」と呼ぶ) では, 反相関の関係が維持される. しかしながら, 現実的には, 摂動は非線形的に成長するため, 時間とともに, 'twin' ペアの反相関の関係は失われていく. Buizza (1995) や, Gilmour *et al.* (2001) は, 空間相関 'spatial correlation' と呼ばれるパラメータを用いて, 摂動の成長の線形性が崩壊し, 非線形的な成長が無視できなくなる時間を調べている. 次の節で述べる, Enomoto *et al.* (2007) の簡易感度解析では, アンサンブル予報モデルにおける初期摂動が線形的に成長すると仮定するために (詳細は次節で述べる), この解析を行う前に, 摂動の線形成長という仮定が妥当でなくなる, おおよその予測期間を算出しておくことが必要と考えられる. そこで, 本研究では, Gilmour *et al.* (2001) の定義した空間相関を用いて, 摂動の線形成長という仮定が妥当でなくなる限界の予測日を見積もる. ここで, 空間相関 r は以下の式で示される量である.

$$r = \frac{\langle z_+, z_- \rangle}{\sqrt{\langle z_+, z_+ \rangle \langle z_-, z_- \rangle}}. \quad (2.10)$$

ここで, z_+ は M 個のアンサンブルメンバーの中で, コントロールランを除く, 任意の 1 メンバーの摂動場であり, z_- は, z_+ と 'twin' ペアの摂動である. また, \langle, \rangle は内積を表わす. 式 (2.10) の右辺の分子は, 'twin' ペアの摂動 z_+, z_- の共分散, 分母は, 両摂動の分散の積の平方根を表す. z_+, z_- の大きさ (ノルム) を, それぞれ, $\|z_+\|, \|z_-\|$ とし, 2 つの摂動の成す角を α とおくと, 式 (2.10) は,

$$r = \frac{\|z_+\| \|z_-\| \cos \alpha}{\|z_+\| \|z_-\|} = \cos \alpha \quad (2.11)$$

となる. 従って, 空間相関 r は, 位相空間において 'twin' ペアの摂動の成す角 α の余弦値を示している. 反相関の関係を維持している場合, $r = -1$ であり, 摂動の非線形性が卓越するにつれ, r の値は次第に -1 の値から変化し, $-1 \leq r \leq 1$ の範囲内で変動する.

本研究では, 北半球域 (具体的には, 北大西洋 ~ ヨーロッパ域, および北太平洋域) で発生したブロッキングについて, その予測可能性の評価を行うため, 式 (2.10) の 'twin' ペアの摂動ベクトル (z_+ , あるいは z_-) の各成分を, 北半球域 ($20^\circ\text{N} \sim 90^\circ\text{N}$) における 500hPa ジオポテンシャル高度場で与えた. また, 摂動の成長の線形性の崩壊を示す閾値には, Hohenegger and Schär (2007) によって定義された値である, -0.25 を用いた. また, 解析を行う初期日からのアンサンブル予報において, ほぼ全ての 'twin' ペアが, この閾値を超える値を示した日を, 摂動の線形性が崩壊した予測日と判断した.

2.5 気象庁週間アンサンブル予報データを用いた簡易感度解析

本研究では, アンサンブル予報における初期摂動が, ブロッキング形成の予測可能性に与える影響について調べるために, 榎本ほか (2006) や Enomoto *et al.* (2007) によって提唱された簡易感度解析を行った. この節では, 彼らの簡易感度解析の手法, および, 本研究への適用について述べる.

2.5.1 榎本ほか (2006), Enomoto *et al.* (2007) の簡易感度解析

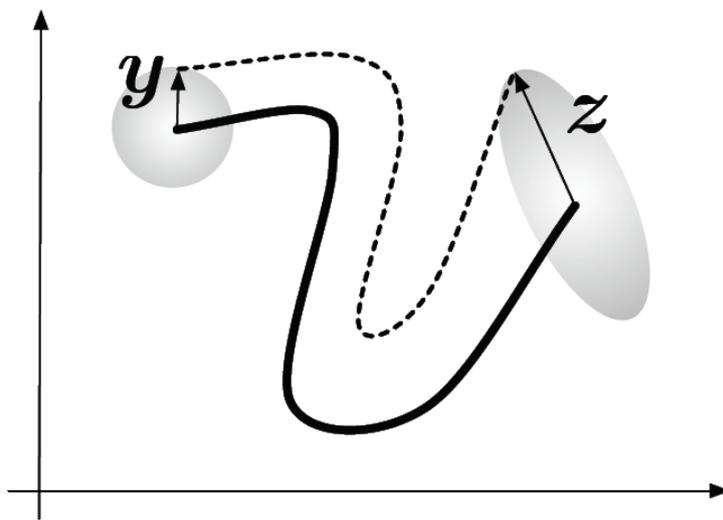


図 2.1: 簡易感度解析の概念図. 実線は, 解の時間発展. 点線は, 最も大きく成長した摂動の時間発展を表す. 陰影は, 摂動の分布を表す. z は, 検証日において最も大きく成長した摂動を表すベクトル. y は, これに対応する初期摂動. 榎本 (2006) の図 1 より抜粋.

ここでは, 榎本ほか (2006) や Enomoto *et al.* (2007) で定式化された簡易感度解析についてまとめる. 予報モデルにおける, 初期値の微小な摂動は, 予報時間とともに大きく成長する可能性がある. これは, 予測された大気場が, 初期値に敏感に依存する (敏感な初期値依存性) ためである (Lorenz, 1963).

位相空間を 2 次元で代表させた, 摂動の時間発展を表す概念図を, 図 2.1 に示す. この解析では, ある予報時刻 (以下では, 検証日と呼ぶ) の, ある領域 (以下では, 検証領域と呼ぶ) における摂動 (図 2.1 の z) の大きさを最大にするような初期摂動 (図 2.1 の y , 以下では高感度領域と呼ぶ) を求めることを考える. ここで, 摂動は, 予報モデルのコントロールランからのずれで定義する. この問題を逆に言うと, 求めた高感度領域に対応する摂動を, 予報モデルの初期値に加えて時間積分を行うと, 検証日の検証領域における摂動が最も大きく成長する, ということになる. この解析では, 摂動は線形的に成長すると考え, 高感度領域は各アンサンブルメンバーの初期摂動の線形結合で与えられると仮定する. このとき, 初期 ($t = 0$) 摂動 y と, 検証時刻 $t = \tau$ における摂動 z の関係は, 正方行列 M を

用いて,

$$z = My \quad (\mathbf{y} \in \mathbf{R}_n, z \in \mathbf{R}_n) \quad (2.12)$$

と表すことができる. この式は, 榎本ほか (2006) の式 (1) と同じ式である. ここで, \mathbf{y} , z の次元数 n は, 予報モデルにおける, ある領域内の格子点数, および, 気象学的変数の数に比例する. (詳細は後述する) また, M は, 初期摂動から検証日の摂動への線形写像を表し, n 行 n 列の正方行列である. アンサンブル予報のメンバー数を m とし, 各アンサンブルメンバーの初期摂動を,

$$\mathbf{y}_i \quad (\mathbf{y}_i \in \mathbf{R}_n, \quad i = 1, 2, \dots, m) \quad (2.13)$$

とおき, \mathbf{y}_i を列方向に並べることによって行列 Y を構築する.

$$Y = (\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2, \dots, \mathbf{y}_m). \quad (2.14)$$

同様に, 検証日 ($t = \tau$) における, 各アンサンブルメンバーの摂動を,

$$\mathbf{z}_i \quad (\mathbf{z}_i \in \mathbf{R}_n, \quad i = 1, 2, \dots, m) \quad (2.15)$$

とおき, \mathbf{z}_i を列方向に並べることによって行列 Z を構築する.

$$Z = (\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2, \dots, \mathbf{z}_m). \quad (2.16)$$

なお, 行列 Y , Z は, n 行 m 列の行列である. 式 (2.14), 式 (2.16) は, 榎本ほか (2006) の式 (6) に対応する.

次に, 各アンサンブルメンバーの重みを表す係数からなるベクトル \mathbf{p} を,

$$\mathbf{p} = (p_1, p_2, \dots, p_m)^T \quad (2.17)$$

とおく. ただし, p_i ($i = 1, 2, \dots, m$) は, 各メンバー (i) の重み係数を表し, T は転置を表す. このとき, 各アンサンブルメンバーの摂動 $\mathbf{y}_i, \mathbf{z}_i$ ($i = 1, 2, \dots, m$) を \mathbf{p} で重みづけした線形結合を, それぞれ, \mathbf{y}, z とおくと,

$$\mathbf{y} = Y\mathbf{p} = p_1\mathbf{y}_1 + p_2\mathbf{y}_2 + \dots + p_m\mathbf{y}_m \quad (2.18a)$$

$$\mathbf{z} = Z\mathbf{p} = p_1\mathbf{z}_1 + p_2\mathbf{z}_2 + \dots + p_m\mathbf{z}_m \quad (2.18b)$$

と書くことができる. ここで, 式 (2.18a) は, 榎本ほか (2006) の式 (5) に対応し, 式 (2.18b) は, 式 (8) に対応している.

また, 初期摂動 \mathbf{y} の大きさを 1 と仮定する.

$$\|\mathbf{y}\| = 1 \quad (2.19)$$

以下では, 式 (2.19) の条件のもとで, $\mathbf{z}^T \mathbf{z}$ の最大値を求めることを考える. 今, 初期摂動 \mathbf{y} と, 検証日における摂動 \mathbf{z} のノルムが,

$$\|\mathbf{y}\| = \sqrt{\mathbf{y}^T \mathbf{y}} \quad (2.20a)$$

$$\|\mathbf{z}\| = \sqrt{\mathbf{z}^T \mathbf{z}} \quad (2.20b)$$

と書くことができるとして, Lagrange の未定係数法を適用すると, $z^T z$ の最大値は, 式 (2.18a), 式 (2.18b), および, 式 (2.19) より,

$$\begin{aligned} F(\mathbf{y}, \lambda) &= z^T z + \lambda(1 - \mathbf{y}^T \mathbf{y}) \\ &= \langle Z\mathbf{p}, Z\mathbf{p} \rangle + \lambda(1 - \langle Y\mathbf{p}, Y\mathbf{p} \rangle) \end{aligned} \quad (2.21)$$

で定義される $F(\mathbf{y}, \lambda)$ の極値問題を解くことで求められる. ここで, \langle, \rangle は内積を表す. F の全微分は,

$$\begin{aligned} \delta F &= 2\langle Z\delta\mathbf{p}, Z\mathbf{p} \rangle - 2\lambda\langle Y\delta\mathbf{p}, Y\mathbf{p} \rangle + \delta\lambda(1 - \langle Y\mathbf{p}, Y\mathbf{p} \rangle) \\ &= 2\langle \delta\mathbf{p}, Z^T Z\mathbf{p} \rangle - 2\lambda\langle \delta\mathbf{p}, Y^T Y\mathbf{p} \rangle + \delta\lambda(1 - \langle Y\mathbf{p}, Y\mathbf{p} \rangle) \\ &= 2\langle \delta\mathbf{p}, Z^T Z\mathbf{p} - \lambda Y^T Y\mathbf{p} \rangle + \delta\lambda(1 - \langle Y\mathbf{p}, Y\mathbf{p} \rangle) \end{aligned} \quad (2.22)$$

と書けるので, F の極値では, 任意の $\delta\mathbf{p}$, $\delta\lambda$ に対して, $\delta F = 0$ が成り立つ. よって, F が極値をもつ条件は,

$$\begin{aligned} Z^T Z\mathbf{p} - \lambda Y^T Y\mathbf{p} &= 0 \\ \Leftrightarrow (Y^T Y)^{-1} Z^T Z\mathbf{p} &= \lambda\mathbf{p} \end{aligned} \quad (2.23)$$

で与えられる. ここで, 各アンサンブルメンバーの初期摂動がすべて同じ大きさであり, 互いに直交している場合,

$$(Y^T Y)^{-1} = \frac{1}{a^2} E \quad (2.24)$$

と書ける. ここで, a は初期摂動の大きさ (定数), E は単位行列である^{*4}. このとき, 式 (2.23) は,

$$Z^T Z\mathbf{p} = \lambda\mathbf{p} \quad (2.25)$$

と簡単化される. ここで, λ は行列 $Z^T Z$ の固有値, \mathbf{p} は固有ベクトルに対応する. このように $Z^T Z$ の固有値問題を解くことによって, 固有ベクトルとして \mathbf{p} が求まる. 求まった

^{*4}このことは, 次のように証明することができる. 初期摂動の大きさを a とすると,

$$\|\mathbf{y}\|^2 = \mathbf{y}^T \mathbf{y} = a^2$$

と書ける. この式に, $\mathbf{y} = Y\mathbf{p}$ を代入すると,

$$\mathbf{p}^T Y^T Y\mathbf{p} = a^2 \mathbf{p}^T \mathbf{p}$$

と変形できる. この式の両辺に, 左から $(\mathbf{p}^T)^{-1}$ をかけると,

$$\begin{aligned} (\mathbf{p}^T)^{-1} \mathbf{p}^T Y^T Y\mathbf{p} &= a^2 (\mathbf{p}^T)^{-1} \mathbf{p}^T \mathbf{p} \\ Y^T Y\mathbf{p} &= a^2 \mathbf{p} \end{aligned}$$

と書ける. さらに, 両辺に, 右から \mathbf{p}^{-1} をかけると,

$$\begin{aligned} Y^T Y\mathbf{p}\mathbf{p}^{-1} &= a^2 \mathbf{p}\mathbf{p}^{-1} \\ Y^T Y &= a^2 E \\ (Y^T Y)^{-1} &= a^{-2} E \end{aligned}$$

となり, $(Y^T Y)^{-1}$ は単位行列を定数倍したものであることがわかる.

p を式 (2.18a) に代入することにより, 検証日における摂動のノルム $\|z\|$ を最大にするような, 初期摂動 y , すなわち, 高感度領域が求まる.

2.5.2 簡易感度解析の本研究への適用

前節で説明した, 簡易感度解析の手法を, 気象庁週間アンサンブル予報データに適用する. 本研究では, 1日2回 (00, 12UTC) の予報データを日平均することによって, 1日1回の予報データに変換しているため, 予報時間 τ は,

$$\tau = 1, 2, \dots, 9 \text{ (日)} \quad (2.26)$$

である. また, 気象庁週間アンサンブル予報のアンサンブルメンバーの数は, コントロールラン (メンバー名: 000) を含めて 51 (メンバー名: 000, 01p, 01m, \dots , 25p, 25m) であるが, コントロールラン (メンバー名: 000) を除いた 50 メンバーのうち, 25 メンバー (01m, 02m, \dots , 25m, 以下 m メンバーと呼ぶ) は, 残りの 25 メンバー (01p, 02p, \dots , 25p, 以下 p メンバーと呼ぶ) の摂動の符号を逆転させたものであるため, ここでは, 互いに独立な 25 の p メンバーのみを用いて解析を行う.

摂動は, コントロールラン (メンバー名: 000) からのずれで定義する. また, 検証日 ($t = \tau$) の検証領域における摂動 z_i ($i = 1, 2, \dots, m$) は, 検証領域における格子点 (格子点数 n) でのモデル変数値で構成されるベクトルである. 以下では, 説明を容易にするために, 検証領域の格子点数 n について,

$$n = A \times K \quad (2.27)$$

で表される 2 つの整数を新たに定義する. ここで, A は検証領域における水平方向の格子点数, K は鉛直層数を表す. ベクトルの次元数 $n = A \times K$ は, 摂動のノルム $\|z\|$ の定義によって異なる. 現業の気象庁週間アンサンブル予報では, 特異ベクトル法を用いて初期摂動が作成されており, 摂動のノルムはトータルエネルギーで定義されている. (詳細は, APPENDIX.A で述べる) このため, 初期摂動は, ノルムがトータルエネルギーで定義される位相空間上で正規直交基底をなしている. 従って, 本解析においても, 摂動のノルムをトータルエネルギーで定義することが望ましいが, トータルエネルギーには湿潤過程が含まれており, ここでは, 簡単化のため, トータルエネルギーから湿潤過程を除いた乾燥全エネルギーで, ノルムを定義した. 乾燥全エネルギーノルム D_{TE} は,

$$D_{TE} \equiv \int_p \int_S \left\{ u'^2 + v'^2 + \frac{C_P}{T_r} T'^2 + RT_r \left(\frac{p'_s}{p_r} \right)^2 \right\} dS dp \quad (2.28)$$

で定義される. ただし, u, v はそれぞれ東西, 南北風, T は気温, p_s は地表面気圧を表し, プライム記号は摂動を表す. また, $\int_S dS$ は面積積分を, $\int_p dp$ は鉛直積分を表す. 乾燥全

エネルギーノルムを用いる場合, z_i ($i = 1, 2, \dots, m$) の各成分は次のように与えられる.

$$z_i = \begin{pmatrix} u'_{1,i} \\ u'_{2,i} \\ \vdots \\ u'_{n,i} \\ v'_{1,i} \\ v'_{2,i} \\ \vdots \\ v'_{n,i} \\ \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{1,i} \\ \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{2,i} \\ \vdots \\ \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{n,i} \\ \frac{\sqrt{RT_r}}{p_r} p'_{s1,i} \\ \frac{\sqrt{RT_r}}{p_r} p'_{s2,i} \\ \vdots \\ \frac{\sqrt{RT_r}}{p_r} p'_{sA,i} \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

ここで, 各成分の変数 $A'_{c,i}$ の添え字 c は検証領域の各格子点, i はアンサンプルメンバーを表す*5.

以下, 具体的な計算手順について述べる.

- a. 各アンサンプルメンバー ($i = 1, 2, \dots, 25$) ごとに, 東西, 南北風速 u, v , 気温 T , 地表面気圧 p_s の初期摂動を計算する. 以下では, 説明を容易にするために, 各変数の初期摂動を $u'_i, v'_i, T'_i, p'_{s_i}$ と表記する. ここで, i はアンサンプルメンバー, プライム記号は摂動を表す.
- b. 各アンサンプルメンバー ($i = 1, 2, \dots, 25$) ごとに, 検証日 ($t = \tau$) の検証領域における摂動 z_i を計算する. ここで, z_i は, 式 (2.29) に示した, 検証領域におけるモデル格子点での 4 変数の値で構成されるベクトルである. また, 以後の計算で, 摂動 z_i の内積 (式 (2.28)) を求めるために, ベクトルの各成分には, 1 格子点の表す面積の緯度依存性や, 鉛直層の厚さを考慮した重みをつける.
- c. 検証日 ($t = \tau$) における各アンサンプルメンバーの摂動 z_i ($i = 1, 2, \dots, 25$) を列

*5 摂動 z_i ($i = 1, 2, \dots, m$) を式 (2.29) で与えることによって, 摂動のノルム $\|z\|^2 = \langle z_i, z_j \rangle$ ($i, j = 1, 2, \dots, m$) を乾燥全エネルギーの積分量で評価できる.

方向に並べることによって, $(3n + A)$ 行 25 列の行列 Z を構築する.

$$\begin{aligned}
 Z &= (z_1, z_2, \dots, z_{25}) \\
 &= \begin{pmatrix}
 u'_{1,1} & u'_{1,2} & \cdots & u'_{1,25} \\
 u'_{2,1} & u'_{2,2} & \cdots & u'_{2,25} \\
 \vdots & \ddots & & \vdots \\
 u'_{n,1} & u'_{n,2} & \cdots & u'_{n,25} \\
 v'_{1,1} & v'_{1,2} & \cdots & v'_{1,25} \\
 v'_{2,1} & v'_{2,2} & \cdots & v'_{2,25} \\
 \vdots & \ddots & & \vdots \\
 v'_{n,1} & v'_{n,2} & \cdots & v'_{n,25} \\
 \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{1,1} & \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{1,2} & \cdots & \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{1,25} \\
 \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{2,1} & \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{2,2} & \cdots & \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{2,25} \\
 \vdots & \ddots & & \vdots \\
 \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{n,1} & \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{n,2} & \cdots & \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} T'_{n,25} \\
 \frac{p_r}{\sqrt{RT_r}} p'_{s1,1} & \frac{p_r}{\sqrt{RT_r}} p'_{s1,2} & \cdots & \frac{p_r}{\sqrt{RT_r}} p'_{s1,25} \\
 \frac{p_r}{\sqrt{RT_r}} p'_{s2,1} & \frac{p_r}{\sqrt{RT_r}} p'_{s2,2} & \cdots & \frac{p_r}{\sqrt{RT_r}} p'_{s2,25} \\
 \vdots & \ddots & & \vdots \\
 \frac{\sqrt{RT_r}}{p_r} p'_{sA,1} & \frac{\sqrt{RT_r}}{p_r} p'_{sA,2} & \cdots & \frac{\sqrt{RT_r}}{p_r} p'_{sA,25}
 \end{pmatrix} \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

次に, 行列 Z より, 25 行 25 列の行列 $Z^T Z$ を構築すると,

$$\begin{aligned}
 Z^T Z &= \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ \vdots \\ z_{25} \end{pmatrix} (z_1 \ z_2 \ \cdots \ z_{25}) \\
 &= \begin{pmatrix} \langle z_1, z_1 \rangle & \langle z_1, z_2 \rangle & \cdots & \langle z_1, z_{25} \rangle \\ \langle z_2, z_1 \rangle & \langle z_2, z_2 \rangle & & \langle z_2, z_{25} \rangle \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \langle z_{25}, z_1 \rangle & \langle z_{25}, z_2 \rangle & \cdots & \langle z_{25}, z_{25} \rangle \end{pmatrix} \quad (2.31)
 \end{aligned}$$

となり, この行列の固有値問題

$$Z^T Z \mathbf{p} = \lambda \mathbf{p} \quad (2.32)$$

を解く. ここで, \langle, \rangle は内積を表し, λ, \mathbf{p} はそれぞれ, 行列 $Z^T Z$ の固有値, 固有ベクトルを表す.

d. 得られた, 第一固有値 λ に対する固有ベクトル

$$\mathbf{p} = (p_1, p_2, \dots, p_{25})^T \quad (2.33)$$

を用いて, a. で求めた各アンサンブルメンバーの, 東西風, 南北風, 気温, 地表面気圧の初期摂動 $u'_i, v'_i, T'_i, p'_{s_i}$ ($i = 1, 2, \dots, 25$) について, 以下のように重みづけする.

$$\begin{aligned} u' &= p_1 u'_1 + p_2 u'_2 + \dots + p_{25} u'_{25} \\ v' &= p_1 v'_1 + p_2 v'_2 + \dots + p_{25} v'_{25} \\ T' &= \sqrt{\frac{C_P}{T_r}} (p_1 T'_1 + p_2 T'_2 + \dots + p_{25} T'_{25}) \\ p'_s &= \frac{\sqrt{RT_r}}{p_r} (p_1 p'_{s_1} + p_2 p'_{s_2} + \dots + p_{25} p'_{s_{25}}). \end{aligned} \quad (2.34)$$

式 (2.34) で求めた, 各変数の線形結合より, 以下で表される乾燥全エネルギーの鉛直積分量を計算する:

$$D_{TE} \equiv \int_p \left\{ u'^2 + v'^2 + \frac{C_P}{T_r} T'^2 + RT_r \left(\frac{p'_s}{p_r} \right)^2 \right\} dp. \quad (2.35)$$

以上で示した手順によって, 検証日の検証領域における摂動を最大にするような初期摂動 (高感度領域) を, 乾燥全エネルギーの鉛直積分量で示すことができる.

2.6 低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析

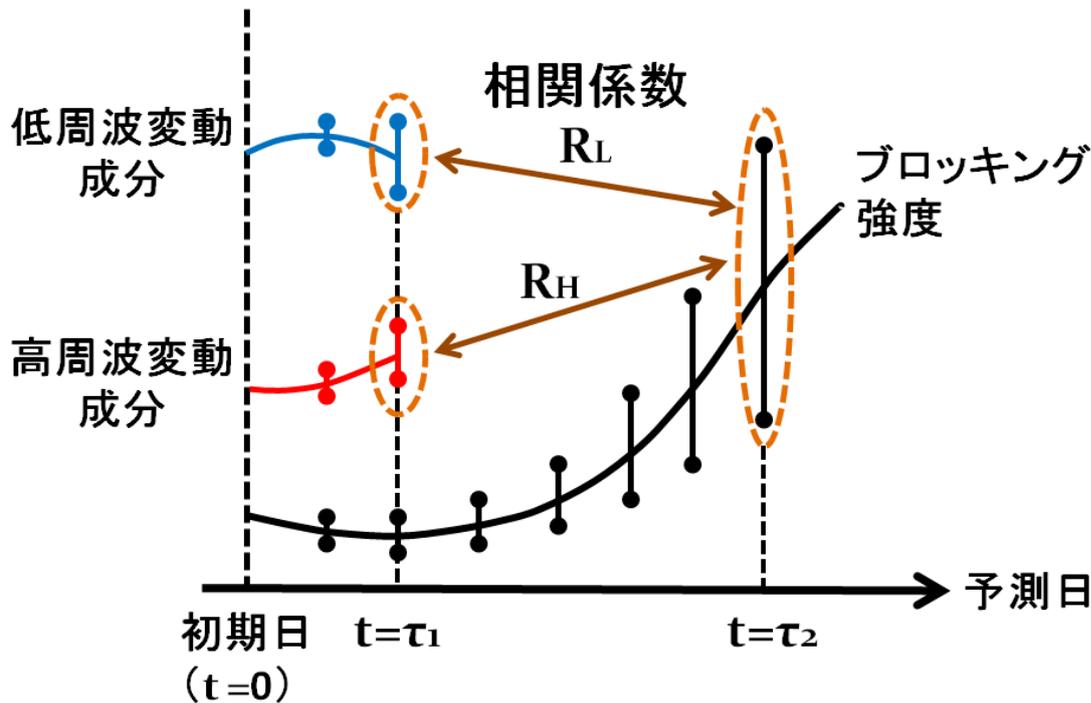


図 2.2: 低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析の概念図. 横軸は予測日, 縦軸は予測値. ただし, 縦軸は具体的な予測値の大きさを示す軸ではないことに注意する. 黒線はブロッキング強度, 青線は低周波変動成分, 赤線は高周波変動成分のアンサンブル平均値. 線上に付けたエラーバーは, その予測日における予測値の ± 1 標準偏差の領域を表す.

アンサンブル予報において, そのスプレッドは, 一般的に予測日とともに増加する. このとき, スプレッドには, 低周波変動成分に伴うスプレッドと, 高周波変動成分に伴うスプレッドの両者が含まれる. ここでは, 渦度方程式を用いて, 両者の寄与を分離し, ブロッキング形成の予測がどちらの成分により鋭敏に関連するのかを, 定量的に明らかにすることを考える.

解析の概念図を図 2.2 に示す. ある初期日 ($t = 0$) からの, アンサンブル予報における, ある予測日 ($t = \tau_1$) における低周波変動成分のスプレッド ($t = \tau_1$ の青色で示したエラーバー) と, 高周波変動成分のスプレッド ($t = \tau_1$ の赤色で示したエラーバー) の両者が, その後のある予測日 ($t = \tau_2$) におけるブロッキング強度^{*6}のスプレッド ($t = \tau_2$ の黒色で示したエラーバー) と, どれだけ有意な関係をもつのかを調べる. 具体的には, $t = \tau_1$ での低周波変動成分の予測値と, $t = \tau_2$ でのブロッキング強度の予測値との相関係数 R_L , および, $t = \tau_1$ での高周波変動成分の予測値と, $t = \tau_2$ でのブロッキング強度の予測値との相関係数

^{*6}ブロッキング強度は, 本研究で定義するブロッキング高気圧の発達の度合を表す指標であり, 詳細は第 4 章で述べる.

数 R_H を求める. このとき, 相関係数 R_L, R_H の相対的な大きさ, および有意性を調べ,

- $R_L > R_H$ かつ R_L に有意性があるならば, 低周波変動成分のスプレッドとブロッキング強度のスプレッドとの相関がより高いことを意味するため, 低周波変動成分のスプレッドが, ブロッキング強度の予測により大きな影響を与える
- $R_H > R_L$ かつ R_H に有意性があるならば, 高周波変動成分のスプレッドとブロッキング強度のスプレッドとの相関がより高いことを意味するため, 高周波変動成分のスプレッドが, ブロッキング強度の予測により大きな影響を与える

と捉える. なお, 両成分のスプレッドは, それぞれ, 以下で述べるような渦度方程式の, 低周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散項, および高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散項のスプレッドで評価した. 以後, この2項を, それぞれ, Lowterm, Highterm と表記する.

ここで, Lowterm, Highterm を含む渦度収支項の導出を行う. ここでは, 粘性のない, 渦度方程式から議論を始める. 気圧 (p) 座標系における渦度方程式は,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla(\zeta + f) - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} - (\zeta + f) \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{k} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} \times \nabla \omega \right) \quad (2.36)$$

と書ける. ここで, $\zeta(1/s)$ は相対渦度の鉛直成分, $\mathbf{v} = (u, v)(m/s)$ は水平風を表すベクトル, $f = 2\Omega \sin \phi(1/s)$ はコリオリパラメータ, $\omega(Pa/s)$ は鉛直速度を表す. ここで, 式(2.36)の右辺第1項は絶対渦度の水平移流を表す項, 第2項は相対渦度の鉛直移流を表す項, 第3項は発散項, 第4項は渦の立上り項である. 第2項, 第4項は小さいとして無視すると, 式(2.36)は,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla(\zeta + f) - (\zeta + f) \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.37)$$

と簡単化される. 次に, 水平風 \mathbf{v} , 相対渦度の鉛直成分 ζ を, 基本場 (気候値: バーを付けた変数) とそれからの偏差成分 (プライムを付けた変数) に分ける:

$$\mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}', \quad \zeta = \bar{\zeta} + \zeta'. \quad (2.38)$$

式(2.38)を式(2.37)に代入し, 基本場の時間変化を無視すると,

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = -\mathbf{v}' \cdot \nabla \bar{\zeta} - \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \zeta' - \mathbf{v}' \cdot \nabla \zeta' - \beta v' - f \nabla \cdot \mathbf{v}' - \zeta' \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} - \bar{\zeta} \nabla \cdot \mathbf{v}' - \zeta' \nabla \cdot \mathbf{v}' \quad (2.39)$$

となる. ここで, 右辺第3項と第8項をフラックス形式に変形すると,

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = -\beta v' - \mathbf{v}' \cdot \nabla \bar{\zeta} - \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \zeta' - (\bar{\zeta} + f) \nabla \cdot \mathbf{v}' - \zeta' \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} - \nabla \cdot (\mathbf{v}' \zeta') \quad (2.40)$$

と変形できる. さらに, 式(2.40)の両辺の各項に5日移動平均を施すことにより, 低周波変動成分のみを取り出すと,

$$\frac{\partial \zeta'_L}{\partial t} = -\beta v'_L - \mathbf{v}'_L \cdot \nabla \bar{\zeta} - \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \zeta'_L - (\bar{\zeta} + f) \nabla \cdot \mathbf{v}'_L - \zeta'_L \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} - [\nabla \cdot (\mathbf{v}' \zeta')]_L \quad (2.41)$$

となる. ここで, 添え字 L は低周波変動成分を示す. 次に, 右辺最終項の渦度フラックスの発散項について, 変数 v', ζ' を低周波変動成分 (L を付けた変数) と高周波変動成分 (H を付けた変数) に分けると,

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\mathbf{v}'\zeta') &= \nabla \cdot [(\mathbf{v}'_L + \mathbf{v}'_H)(\zeta'_L + \zeta'_H)] \\ &= \nabla \cdot (\mathbf{v}'_L\zeta'_L) + \nabla \cdot (\mathbf{v}'_H\zeta'_H) + \nabla \cdot (\mathbf{v}'_L\zeta'_H) + \nabla \cdot (\mathbf{v}'_H\zeta'_L)\end{aligned}\quad (2.42)$$

と分離することができる. 式 (2.42), および, 渦度 ζ_L と, ジオポテンシャル高度 z_L の関係式,

$$\zeta_L = \frac{g}{f}\nabla^2 z_L. \quad (2.43)$$

を, 式 (2.41) に代入すると, 渦度方程式は,

$$\begin{aligned}\frac{\partial z'_L}{\partial t} &= \frac{f}{g} \sum_{i=1}^6 \xi_i + R \\ \xi_1 &= \nabla^{-2}[-\beta v'_L] \\ \xi_2 &= \nabla^{-2}[-\mathbf{v}'_L \cdot \nabla \bar{\zeta} - \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \zeta'_L] \\ \xi_3 &= \nabla^{-2}[-(\bar{\zeta} + f)\nabla \cdot \mathbf{v}'_L - \zeta'_L \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}] \\ \xi_4 &= \nabla^{-2}[-\nabla \cdot (\mathbf{v}'_L\zeta'_L)]_L \\ \xi_5 &= \nabla^{-2}[-\nabla \cdot (\mathbf{v}'_H\zeta'_H)]_L \\ \xi_6 &= \nabla^{-2}[-\nabla \cdot (\mathbf{v}'_L\zeta'_H) - \nabla \cdot (\mathbf{v}'_H\zeta'_L)]_L\end{aligned}\quad (2.44)$$

と変形できる. ここで, ξ_1 は南北風偏差の低周波変動成分 v'_L による惑星渦度の移流を表す項, ξ_2 は偏差の低周波変動成分と気候場との相互作用項, ξ_3 は発散項, ξ_4 は偏差の低周波変動成分間の相互作用項 (Lowterm), ξ_5 は偏差の高周波変動成分間の相互作用項 (Highterm), ξ_6 は偏差の低周波変動成分と高周波変動成分との相互作用項, R は残差項を表し, $g(\text{m/s}^2)$ は重力加速度を表す. 以下では, Lowterm, Highterm を,

$$\xi_L = \frac{f}{g}\nabla^{-2}[-\nabla \cdot (\mathbf{v}'_L\zeta'_L)]_L \quad (2.46)$$

$$\xi_H = \frac{f}{g}\nabla^{-2}[-\nabla \cdot (\mathbf{v}'_H\zeta'_H)]_L \quad (2.47)$$

と表記する.

次に, 式 (2.46), 式 (2.47) で定義される, Lowterm と Highterm のスプレッドと, ブロッキング強度との相関を求める. すなわち, Lowterm(低周波変動成分) の τ_1 日目の予測値 $\xi_L(\tau_1)$ と, ブロッキング強度の τ_2 日目の予測値 $B(\tau_2)$ との相関係数を R_L , Highterm(高周波変動成分) の τ_1 日目の予測値 $\xi_H(\tau_1)$ と, ブロッキング強度の τ_2 日目の予測値 $B(\tau_2)$

との相関係数を R_H とおくと, R_L, R_H は次式のように表される.

$$R_L = \frac{\sum_{i=1}^M (\xi_{Li}(\tau_1) - \bar{\xi}_L(\tau_1))(B_i(\tau_2) - \bar{B}(\tau_2))}{\sqrt{\sum_{i=1}^M (\xi_{Li}(\tau_1) - \bar{\xi}_L(\tau_1))^2} \sqrt{\sum_{i=1}^M (B_i(\tau_2) - \bar{B}(\tau_2))^2}} \quad (2.48)$$

$$R_H = \frac{\sum_{i=1}^M (\xi_{Hi}(\tau_1) - \bar{\xi}_H(\tau_1))(B_i(\tau_2) - \bar{B}(\tau_2))}{\sqrt{\sum_{i=1}^M (\xi_{Hi}(\tau_1) - \bar{\xi}_H(\tau_1))^2} \sqrt{\sum_{i=1}^M (B_i(\tau_2) - \bar{B}(\tau_2))^2}}. \quad (2.49)$$

ここで, B はブロッキング強度を表し, i ($i = 1, 2, \dots, M$) を付けた変数は, 各アンサンブルメンバー (i) による予測値, バーをつけた変数は, 以下のように定義されるアンサンブル平均を表す:

$$\bar{\xi}_L = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \xi_{Li} \quad (2.50)$$

$$\bar{\xi}_H = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \xi_{Hi} \quad (2.51)$$

$$\bar{B} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M B_i. \quad (2.52)$$

このような解析を行うことによって, ブロッキング強度の予測が, 低/高周波変動成分のスプレッドのいずれに, より鋭敏に関係するのかを定量的に示すことができる. 本研究では, ブロッキング形成の予測可能性について調べるため, ブロッキング形成日以前の初期日からのアンサンブル予報に着目し, 予測 τ_2 日目をブロッキング形成日で定義し, 解析を行った.

第3章 PV- θ 系のブロッキングインデックスによるブロッキング事例の検出

本研究では、解析を行うブロッキングを検出するために、Pelly and Hoskins (2003) (以下では、PH03 と表記する) の提唱したブロッキングインデックスを用いた。ここでは、PH03 のブロッキングインデックスの定義、およびこのブロッキングインデックスを用いて検出した、ブロッキングエピソードについて示す。

3.1 PV- θ 系のブロッキングインデックスの定義

3.1.1 ブロッキングの検出

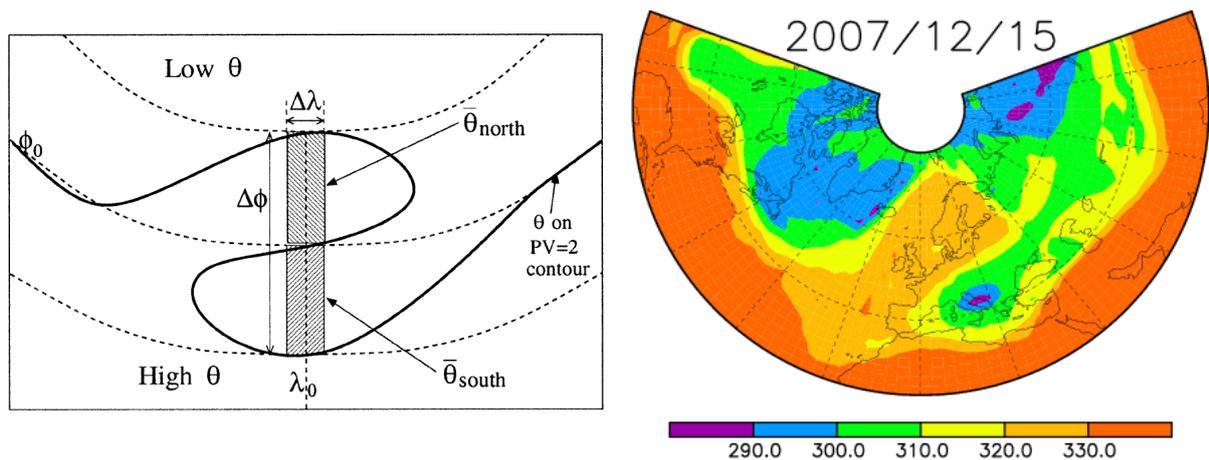


図 3.1: (左図) 経度 λ_0 における、Pelly and Hoskins (2003) のブロッキングインデックスを計算するための概念図。太実線は、2PVU 面上の温位の等値線。Pelly and Hoskins (2003) の図 2 より抜粋した。(右図) 2007 年 12 月 15 日の、2PVU 面上の温位の分布 (カラー, 単位は K)。

ブロッキングは、様々な形態を取り得るため、その発生を客観的に定義することは難しい。このため、様々なブロッキングの発生の定義が存在する。例えば、多くの研究でしばしば用いられるブロッキングの指標は、Lejenas and Økland (1983) や、Tibaldi and Molteni (1990) (以下では、TM90 と表記する) の提唱した、500hPa 高度場に基づくブロッキングインデックスである^{*1}。このインデックスでは、500hPa 高度場の緯度方向の差を算出するこ

^{*1}帯状指数 (ゾナルインデックス) と呼ばれる。

とによって、ブロッキング高気圧の南側 (50°N 付近) の東風, および北側 (70°N 付近) の西風の存在を捉える. その他, 南北風の分布より, ブロッキング高気圧の上流側の南風, および下流側の北風を捉える手法もある (Cash and Lee, 2000). 一方, PH03 は, 2PVU 面で定義される力学的対流圏界面における, 温位の南北勾配の逆転に基づいて, ブロッキングを定義することを提唱した. ここで, 2PVU 面温位の南北勾配の逆転が見られた日 (2007 年 12 月 15 日) の例を, 図 3.1 の右図に示す^{*2}. 一般的に, 2PVU 面上の温位は, 低緯度ほど高く, 高緯度ほど低いが, 局所的に温位が高緯度ほど高くなる場合を, ブロッキングの発生と定義する (PH03). 図 3.1 の右図より, 北大西洋東部 ~ ヨーロッパ域において低緯度起源の高温位大気が高緯度側へ侵入し, その南側には高緯度起源の低温位大気が入り込んでおり, 温位の南北勾配が逆転している様子を見てとることができる. 高緯度側へ侵入した高温位大気はブロッキング高気圧に, 低緯度側へ侵入した低温位大気はブロッキング高気圧の南側の寒冷低気圧に対応する. PH03 は, 以下に述べる手法で, 等渦位面温位分布に基づいてブロッキングを定義し, TM90 が用いたブロッキングの定義と比較した. その結果, TM90 に比べて, PH03 が用いたブロッキングの定義では, より多くのブロッキングを検出することが可能であることを示した. さらに, PH03 は, TM90 が定義したブロッキングインデックスについて,

- a. ブロッキングインデックスを計算する緯度を 50°N に固定している.
- b. 北太平洋西部において, ジェットの北側の低気圧を, 誤ってブロッキングに対応した寒冷低気圧と捉えてしまう.

といった問題点を提起し, 等渦位面温位分布に基づく PH03 のブロッキングの定義の有用性を指摘している.

そこで本研究では, PH03 によって定義されたブロッキングインデックスを用いて解析を行い, ブロッキング事例の検出を行った. 以下では, 彼らのブロッキングインデックスの定義を示す. このインデックスは, ある緯度 ϕ_0 (図 3.1 の左図の ϕ_0 と表記された点線) の北側の領域 (緯度方向には ϕ_0 から $\phi_0 + \Delta\phi/2$ まで, 経度方向には $\lambda_0 - \Delta\lambda/2$ から $\lambda_0 + \Delta\lambda/2$ まで: 図 3.1 の緯度 ϕ_0 より北側の陰影領域) における温位の平均値と, 南側の領域 (緯度方向には ϕ_0 から $\phi_0 - \Delta\phi/2$ まで, 経度方向には $\lambda_0 - \Delta\lambda/2$ から $\lambda_0 + \Delta\lambda/2$ まで: 図 3.1 の緯度 ϕ_0 より南側の陰影領域) における平均温位の差で定義される:

$$B \equiv \frac{2}{\Delta\phi\Delta\lambda} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \int_{\phi_0}^{\phi_0 + \Delta\phi/2} \theta d\phi d\lambda - \frac{2}{\Delta\phi\Delta\lambda} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \int_{\phi_0 - \Delta\phi/2}^{\phi_0} \theta d\phi d\lambda. \quad (3.1)$$

ブロッキングインデックス B が正の値, すなわち温位の南北勾配が逆転した場合, 経度 λ_0 においてブロッキングが生じたと定義する (PH03). 本研究では, 彼らの定義に従い, $\Delta\phi = 30^\circ$, $\Delta\lambda = 5^\circ$ と定義した. また, 温位の平均値の計算には, 面積の緯度依存性を考慮した.

また, ブロッキングインデックスを計算する緯度 ϕ_0 は経度方向に変化すると考える^{*3}. これは, ブロッキングが発生する緯度が, 領域や季節によって異なることを考慮するため

^{*2}本研究では, 2PVU 面上の温位は, 等温位面渦位を鉛直方向に線形補間することにより算出した.

^{*3}TM90 のブロッキングインデックスの定義では, インデックスを計算する緯度が 50°N に固定される.

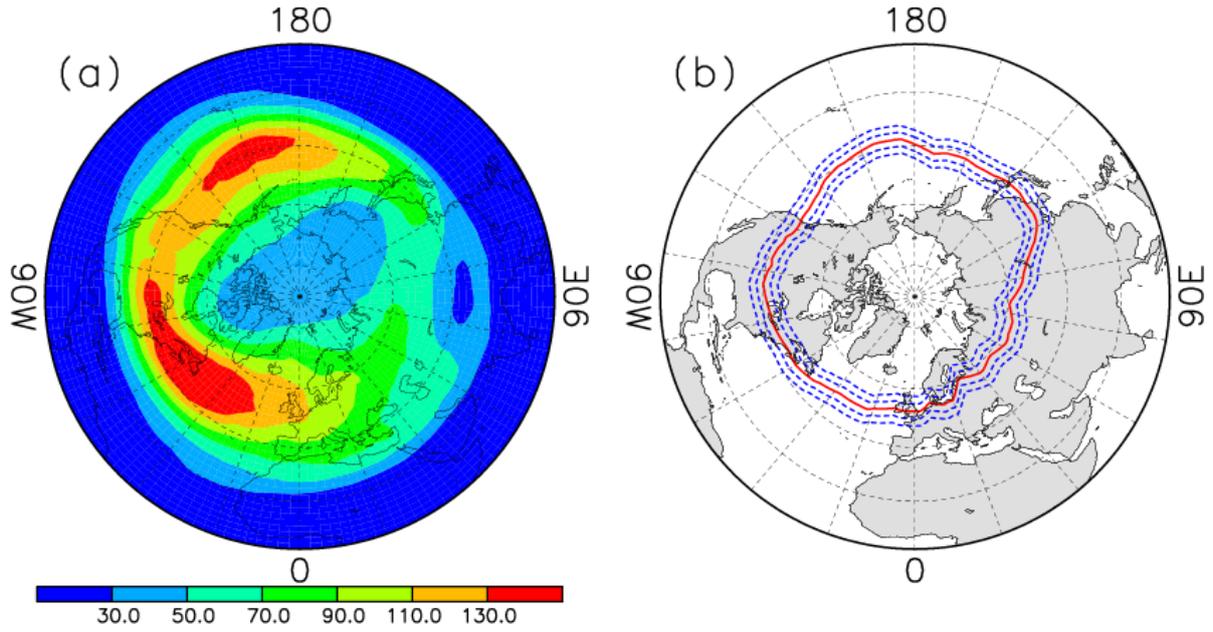


図 3.2: (a) 1979 年から 2006 年までの冬季 (12, 1, 2 月) における, E_{KE} の平均値. (b) (a) で示した E_{KE} が最大となる緯度の経度分布 (赤実線) と, $\Delta = -5.0^\circ, -2.5^\circ, 0.0^\circ, 2.5^\circ, 5.0^\circ$ だけずらした緯度 (青点線).

であり, ϕ_0 を固定することによって, ブロッキングの検出の見逃しを少なくする (PH03). ここでは, ϕ_0 を,

$$\begin{aligned}\phi_0 &= \phi_c(\lambda) + \Delta \\ \Delta &= -5.0^\circ, -2.5^\circ, 0.0^\circ, 2.5^\circ, 5.0^\circ\end{aligned}\quad (3.2)$$

とした. ここで, $\phi_c(\lambda)$ は総観規模高/低気圧に対応する高周波擾乱の活動度が最大となる緯度, Δ は緯度の幅を表す^{*4}. 式 (3.2) に示した 5 つの緯度を中心として, ブロッキングインデックスを計算し, その最大値を, 経度 λ_0 におけるブロッキングインデックスとする. また, PH03 では $\phi_c(\lambda)$ を, 年平均した高周波移動性渦の運動エネルギーの気候値が最大となる緯度で定義しているが, 本研究では, 冬季に発生したブロッキングを検出するため, $\phi_c(\lambda)$ を冬季 (12 月, 1 月, 2 月) で平均した (以下では, 冬季気候値と呼ぶ) 高周波擾乱の運動エネルギー E_{KE} が最大となる緯度で定義した. ここで, E_{KE} は, 300hPa 東西, 南北風の高周波変動成分 u_H, v_H の 2 乗和, すなわち,

$$E_{KE} \equiv \frac{1}{2}(u_H^2 + v_H^2)\quad (3.3)$$

で定義した. 図 3.2a に E_{KE} の冬季気候値を, 図 3.2b にその最大緯度の経度分布を示す. 図 3.2a より, E_{KE} は北太平洋中部 ($180^\circ\text{W} \sim 140^\circ\text{W}$), および北大西洋西部 ($90^\circ\text{W} \sim 20^\circ\text{W}$) で大きな値を示しており, ストームトラック領域が存在することが分かる. 一方, ヨーロッパ~東アジア域 ($20^\circ\text{E} \sim 140^\circ\text{E}$) にかけては E_{KE} は小さく, 総観規模擾乱の活動は弱い. さらに, 図 3.2b の赤線 (E_{KE} の冬季気候値が最大となる緯度) より, E_{KE} が最大となる緯

^{*4}PH03 では, $\Delta = -4.0^\circ, 0.0^\circ, 4.0^\circ$ と定義しているが, 本研究ではデータの解像度を考慮し, $\Delta = -5.0^\circ, -2.5^\circ, 0.0^\circ, 2.5^\circ, 5.0^\circ$ と定義した.

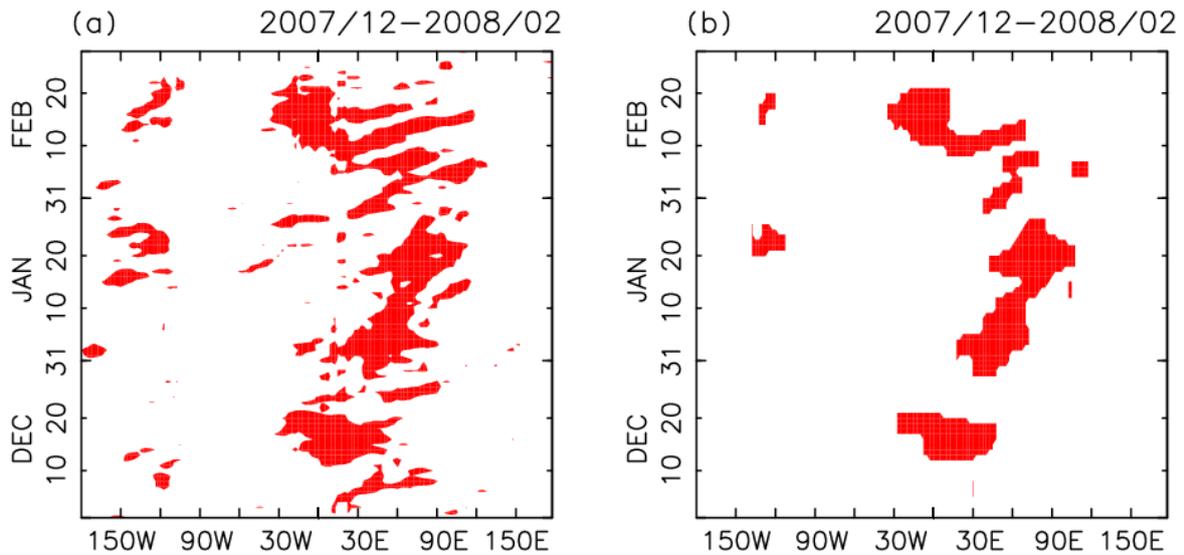


図 3.3: (a) 2007 年 12 月 1 日から 2008 年 2 月 29 日までの、PH03 のブロッキングインデックスの経度-時間断面図。横軸は経度、縦軸は日。ブロッキングインデックスが正の値を示した経度、日を赤色で塗った。(b) (a) と同じ。但し、ブロッキングエピソードの発生域を示す経度-時間断面図。ブロッキングエピソードが発生している経度、日を赤色で塗った。

度は、東西に非一様であることが分かる。このことから、北半球域のストームトラック活動が活発となる領域は、東西非一様であることが分かる。統計的に、ブロッキングは概ねストームトラックの活動が最大となる緯度の周辺で発生するため (PH03), ϕ_c を図 3.2b の赤線で定義した。

PH03 のブロッキングインデックスを計算した例として、2007 年 12 月 1 日から 2008 年 2 月 29 日までの期間における、ブロッキングインデックスの経度-時間断面図を、図 3.3a に示す。この図より、北大西洋東部～中央アジア域 ($30^{\circ}\text{W} \sim 90^{\circ}\text{E}$) において、ブロッキングインデックスが正の値 (赤色で塗った領域) を示す頻度が高く、ブロッキングが多く発生する傾向を示している。また、北太平洋中部 ($150^{\circ}\text{W} \sim 120^{\circ}\text{W}$) もまた、ブロッキングが発生しやすい領域であることが分かる。さらに、1979 年 12 月から 2006 年 2 月までの冬季 (12, 1, 2 月) に発生した、ブロッキングの頻度の経度分布を図 3.4 に示す。ここで、頻度は、対象期間において PH03 のブロッキングインデックスが正の値を示した日数を、全日数で割った値で定義した。この図からも、北大西洋東部～中央アジア域 ($30^{\circ}\text{W} \sim 90^{\circ}\text{E}$)、および北太平洋中部 ($150^{\circ}\text{W} \sim 120^{\circ}\text{W}$) において、ブロッキングが多く発生する傾向を見てとることができる。

3.1.2 大規模ブロッキングの検出

ブロッキングの統計的特徴として、総観スケールよりも大きな水平スケールをもつことが知られている。前節で述べた、PH03 のブロッキングインデックスでは、その定義より、緯度 ϕ_0 の南北 $\Delta\phi = 30^{\circ}$ 間における温位を用いる点で、ブロッキングの南北方向のスケールについては考慮されている。しかしながら、東西方向には $\Delta\lambda = 5^{\circ}$ の狭い範囲で平均している点で、ブロッキングの東西方向のスケールは考慮されていない。このため、図 3.3a に示したブロッキングインデックスが正の領域 (赤色で塗った領域) には、ブロッキングに

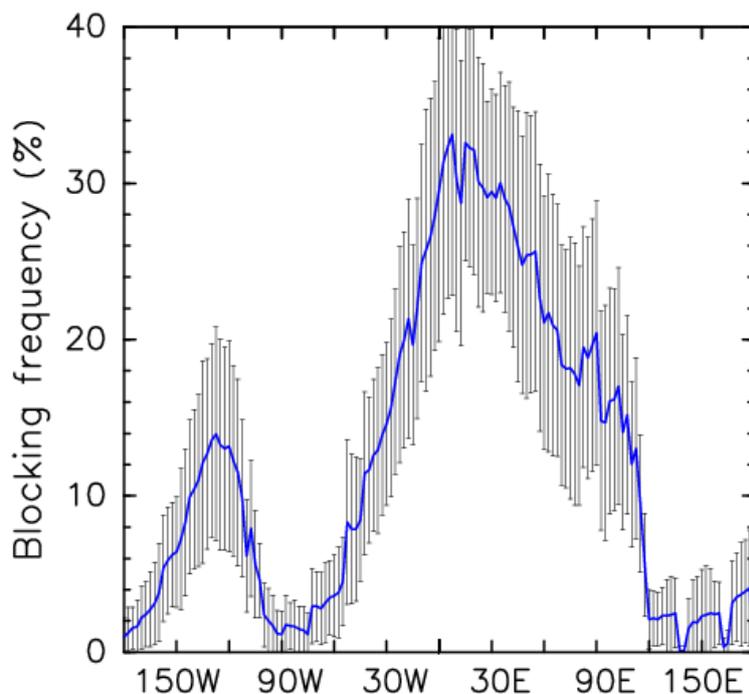


図 3.4: 1979 年 12 月から 2006 年 2 月までの、冬季 (12 月, 1 月, 2 月) に発生したブロッキングの頻度の経度分布 (青線). エラーバーは、 ± 1 標準偏差の範囲.

特徴的なスケールよりも小さなスケールを持つ、温位の南北勾配逆転域も含まれている. このような、ブロッキングよりも小さなスケールをもつ温位の南北勾配逆転域を除去するため、PH03 は、得られたブロッキングインデックスの経度分布に基づいて、次のように定義される「大規模ブロッキング」のみに注目した.

- 東西方向に少なくとも、連続した経度 15 度の間において、ブロッキングインデックスが正の値を示した場合、大規模ブロッキングが生じたと定義する.

このような条件を加えることにより、東西方向に 15 度、つまり約 1100km よりも大きなスケールをもつ温位の南北勾配の逆転を抽出することができる. 本研究においても、この手法を用いて、大規模ブロッキングを検出した.

3.1.3 ブロッキングエピソードの検出

さらに、ブロッキングは、数日～数週間にわたって持続することを考慮し、PH03 は、次の「ブロッキングエピソード」を定義することにより、短期間の温位の南北勾配の逆転を除去した.

- 大規模ブロッキングが、東西 10 度の経度領域において、少なくとも 4 日連続して生じている場合、ブロッキングエピソードが生じたと定義する.

ここで、東西 10 度という条件を加えることにより、ブロッキングが東西方向にシフトすることを考慮している (PH03). 本研究においても、この手法を用いて、ブロッキングエピソード

ソードを検出した。

ブロッキングエピソードを検出した例として、2007年12月1日から2008年2月29日までの、ブロッキングエピソードの発生域(赤色で塗った領域)の経度-時間断面図を、図3.3bに示す。図3.3aと図3.3bを比較すると、図3.3bでは、空間スケール、時間スケールの小さな温位の南北勾配の逆転域が、除去されていることが分かる。

3.2 ブロッキング事例の検出

PH03によって定義されたセクター	経度領域	本研究で定義した領域名
Canadian-Atlantic	85°W ~ 20°W	北大西洋 ~ ヨーロッパ域
Euro-Atlantic	20°W ~ 45°E	
Asian	45°E ~ 110°E	
Japanese	95°E ~ 160°E	
Central Pacific	160°E ~ 225°E	北太平洋域
West Coast	200°E ~ 265°E	

表 3.1: PH03 によって定義されたセクター名とその経度領域, および本研究で定義した領域名.

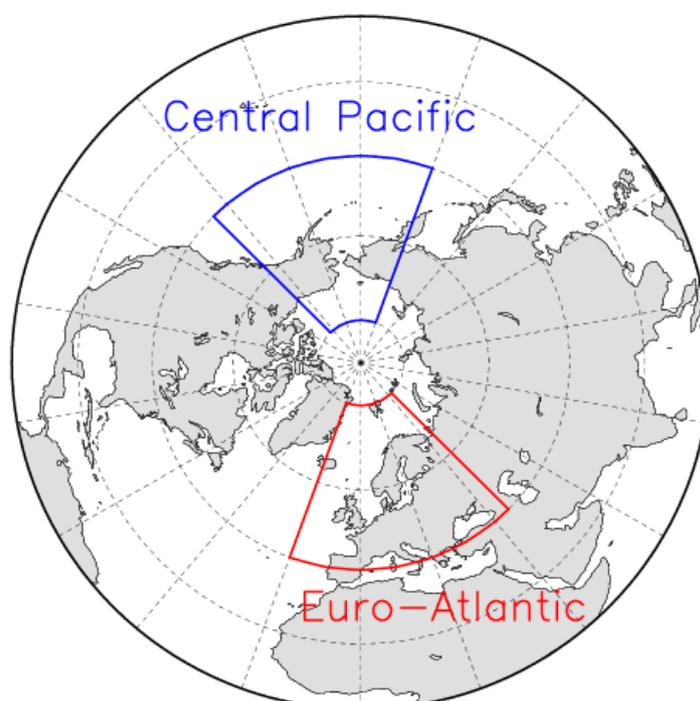


図 3.5: 表 3.1 の, 北大西洋 ~ ヨーロッパ域 (Euro-Atlantic Sector) と, 北太平洋域 (Central Pacific Sector) の経度領域. ただし, 緯度方向については, 40°N ~ 80°N の範囲を囲った.

本研究では, ブロッキングエピソードの発生域 (図 3.3b) より, 解析を行うブロッキング事例を抽出した. ここでは, その方法について述べる.

PH03 は, 北半球の経度領域を, 表 3.1 に示した 6 つの領域 (Sector) に分類し, 各領域で発生したブロッキングエピソードの統計的特徴について議論している. 本研究では, PH03 によって定義された, Euro-Atlantic セクター, および Central Pacific セクターの 2 つの領域を, それぞれ, 北大西洋 ~ ヨーロッパ域, 北太平洋域と呼び, この領域で発生したブロッキングエピソードの検出を行った. PH03 の定義したセクターと, その領域 (経度表示), お

よび、本研究で定義した領域名を表 3.1 に示す。さらに、2つの領域の経度範囲を、図 3.5 に示す。

ブロッキング事例を検出するための、具体的な手順を以下に示す。

- a. ブロッキングを検出する領域 (北大西洋～ヨーロッパ域については $20^{\circ}\text{W} \sim 45^{\circ}\text{E}$, 北太平洋域については $160^{\circ}\text{E} \sim 225^{\circ}\text{E}$) について、ブロッキングエピソードが発生している日、経度を探す。
- b. ブロッキングエピソードが発生している日の検出領域 (図 3.5 に示した領域) における、300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の最大値と、その位置 (緯度, 経度) を記録する。
- c. あるブロッキングエピソードにおいて、300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の、検出領域における最大値が、ピークに達した日を、ブロッキングエピソードのピーク日と定義する。

以上の操作を行うことによって、1979年1月から2009年2月までの、冬季(12月, 1月, 2月)に、北大西洋～ヨーロッパ域, および北太平洋域で発生したブロッキングエピソードを検出した。表 3.2 に、北大西洋～ヨーロッパ域において検出されたブロッキングエピソード 30 事例, 表 3.3 に、北太平洋域において検出されたブロッキングエピソード 15 事例のピーク日, ブロッキング高気圧の中心の位置 (緯度, 経度), 高気圧中心における 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分 (単位: gpm) を示す。ただし、表に示した各事例は、300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の大きさの順に並べた。

エピソード名	ピーク日	緯度, 経度	Z300 _L 偏差の最大値
E1	2005年2月23日	70.0°N, 340.0°E	693.4 gpm
E2	2001年12月13日	65.0°N, 0.0°E	580.7 gpm
E3	2000年1月17日	60.0°N, 340.0°E	571.1 gpm
E4	2007年12月16日	65.0°N, 15.0°E	570.0 gpm
E5	1997年12月17日	67.5°N, 0.0°E	559.9 gpm
E6	2005年1月27日	62.5°N, 340.0°E	551.9 gpm
E7	1995年12月5日	70.0°N, 25.0°E	549.7 gpm
E8	1987年1月25日	65.0°N, 340.0°E	534.4 gpm
E9	2006年1月6日	67.5°N, 22.5°E	522.7 gpm
E10	1995年1月19日	65.0°N, 45.0°E	517.9 gpm
E11	1992年1月14日	60.0°N, 345.0°E	517.0 gpm
E12	2002年12月6日	77.5°N, 40.0°E	516.8 gpm
E13	1984年12月16日	70.0°N, 45.0°E	514.7 gpm
E14	2008年1月4日	67.5°N, 42.5°E	505.1 gpm
E15	1985年1月1日	80.0°N, 25.0°E	499.9 gpm
E16	1996年1月22日	67.5°N, 32.5°E	493.3 gpm
E17	2008年12月26日	62.5°N, 0.0°E	482.0 gpm
E18	1986年1月31日	72.5°N, 45.0°E	481.5 gpm
E19	1980年2月23日	62.5°N, 25.0°E	480.5 gpm
E20	1997年1月2日	67.5°N, 340.0°E	475.2 gpm
E21	2005年12月14日	57.5°N, 340.0°E	475.4 gpm
E22	2006年12月23日	60.0°N, 2.5°E	475.6 gpm
E23	1979年1月19日	70.0°N, 345.0°E	471.4 gpm
E24	2001年2月3日	77.5°N, 17.5°E	468.2 gpm
E25	2006年2月23日	65.0°N, 345.0°E	465.2 gpm
E26	1996年12月31日	65.0°N, 340.0°E	464.9 gpm
E27	1991年2月5日	70.0°N, 30.0°E	457.1 gpm
E28	2002年1月6日	62.5°N, 7.5°E	454.3 gpm
E29	1981年12月29日	77.5°N, 340.0°E	453.4 gpm
E30	1989年12月4日	62.5°N, 342.5°E	440.8 gpm

表 3.2: 北大西洋～ヨーロッパ域で発生したブロッキングエピソード 30 事例の, ピーク日, その日のブロッキング高気圧の位置 (緯度, 経度), および, エピソード期間中における 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の最大値 (単位: gpm). 本研究で解析を行う事例を, 太字で表示した.

エピソード名	ピーク日	緯度, 経度	Z_{300L} 偏差の最大値
P1	1989年2月27日	52.5°N, 197.5°E	646.3 gpm
P2	2005年1月8日	55.0°N, 195.0°E	579.3 gpm
P3	1995年2月14日	65.0°N, 172.5°E	574.8 gpm
P4	1989年12月16日	52.5°N, 215.0°E	531.9 gpm
P5	1999年12月24日	55.0°N, 225.0°E	526.0 gpm
P6	1996年2月29日	57.5°N, 215.0°E	514.6 gpm
P7	2009年1月17日	57.5°N, 225.0°E	490.9 gpm
P8	2008年1月25日	45.0°N, 197.5°E	488.6 gpm
P9	2009年2月20日	47.5°N, 195.0°E	468.5 gpm
P10	2000年1月19日	45.0°N, 190.0°E	459.7 gpm
P11	1990年2月22日	47.5°N, 160.0°E	457.9 gpm
P12	1993年2月16日	60.0°N, 215.0°E	435.2 gpm
P13	2002年12月1日	55.0°N, 225.0°E	372.0 gpm
P14	1993年1月14日	42.5°N, 192.5°E	284.9 gpm
P15	1981年2月26日	40.0°N, 200.0°E	243.5 gpm

表 3.3: 北太平洋域で発生したブロッキングエピソード 15 事例の, ピーク日, その日のブロッキング高気圧の位置 (緯度, 経度), および, エピソード期間中における 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の最大値 (単位: gpm). 本研究で解析を行う事例を, 太字で表示した.

第4章 ブロッキングの予測可能性に関する事例解析

ここでは、PH03 によって定義されたブロッキングの指標を用いて検出したブロッキングエピソードのうち、2007年12月以降の冬季(12月, 1月, 2月)に発生した、顕著な(ブロッキング高気圧の中心において、300hPa 高度場偏差の低周波変動成分が大きな値を示した)ブロッキングエピソード4事例について、その予測可能性の評価を行った。本研究で解析を行ったブロッキングエピソード4事例の、ピーク日、ブロッキング高気圧の中心の位置(緯度, 経度)、およびエピソード期間中における300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の最大値(単位:gpm)を、表4.1に示す。

エピソード名	ピーク日	緯度, 経度	Z300 _L 偏差の最大値
E4	2007年12月16日	65.0°N, 15.0°E	570.0 gpm
E14	2008年1月4日	67.5°N, 42.5°E	505.1 gpm
P7	2009年1月17日	57.5°N, 225.0°E	490.9 gpm
P8	2008年1月25日	45.0°N, 197.5°E	488.6 gpm

表 4.1: 解析を行ったブロッキングエピソード4事例のピーク日、その日のブロッキング高気圧の位置(緯度, 経度)、および、エピソード期間中における300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の最大値(単位:gpm)。

4.1 2007年12月に北大西洋～ヨーロッパ域で発生したブロッキングの解析: エピソード E4

はじめに、この事例におけるブロッキングの形成日を定義する。ただし、ブロッキングの形成日は、PH03のブロッキングインデックスの経度-時間断面図に基づいて定義した。この事例の発生域周辺における、PH03のブロッキングインデックスの経度-時間断面図を、図4.1.1bに示す。この図より、12月11日から12日にかけて、ヨーロッパ域周辺(20°E～40°E付近)において、ブロッキングインデックスの値が負から正に変化していることが分かる。その後、ブロッキングインデックスが正の領域は、東西にシフトすることなく、東西方向に拡大し、0°E～50°E(距離にして約3000km)に及ぶブロッキングが形成された。その後、21日から22日にかけて、ブロッキングインデックスの値が正から負に変化し、ブロッキングが終息したことを示している。この分布より、以下では、12月12日(図中に'blocking onset'と表記した日)をブロッキングの形成日と定義し、以下の解析を行った。

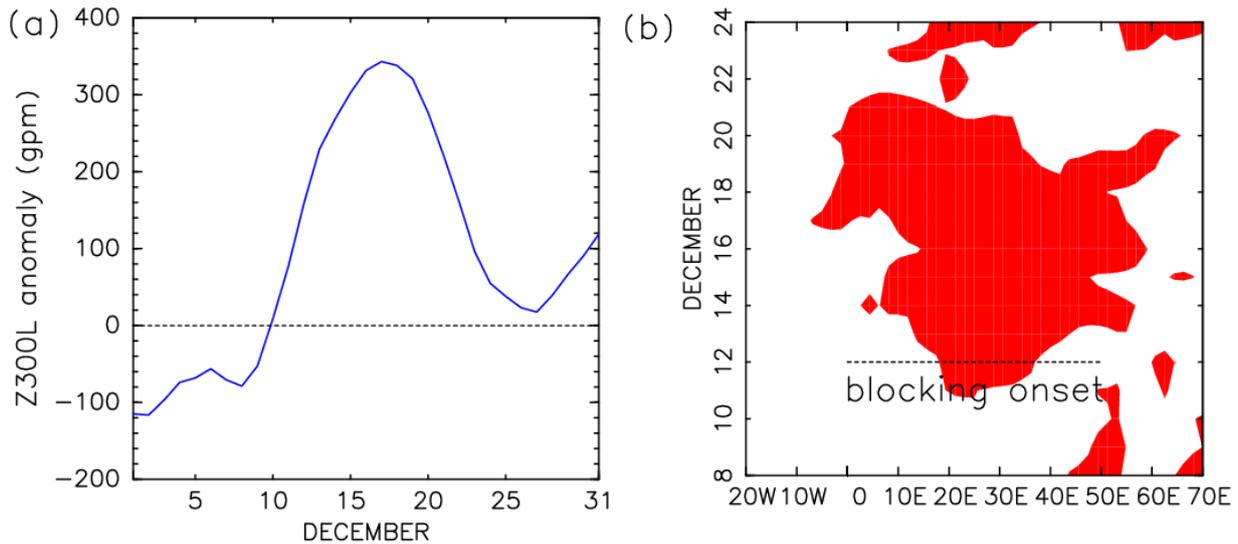


図 4.1.1: (a) 2007 年 12 月 1 日から 12 月 31 日までの、ブロッキング強度の時系列. 横軸は日, 縦軸はブロッキング強度 (単位:gpm). (b) 2007 年 12 月 8 日から 24 日までの、 $20^{\circ}\text{W} \sim 70^{\circ}\text{E}$ における、PH03 のブロッキングインデックスの経度-時間断面図. 横軸は経度, 縦軸は日. カラー (赤色) は、ブロッキングインデックスが正の領域.

4.1.1 ブロッキング形成期の総観的特徴

この事例におけるブロッキング形成期である、12 月 8 日から 14 日までの、2 日ごとの 300hPa 高度場の低周波変動成分を、図 4.1.2 に示す. 12 月 8 日における気候値からの偏差成分 (図 4.1.2 a のカラー) に着目すると、北太平洋東部 (50°N , 140°W 付近) に、やや発達した高気圧性偏差 (図中の 'A') が見られ、その周辺より下流側に、準定常ロスビー波のエネルギーが伝播している (矢印). 一方、ラブラドル海周辺 (60°N , 70°W 付近) には、低気圧性偏差 (図中の 'D') が存在する. 12 月 10 日 (図 4.1.2b) には、北太平洋東部の高気圧性偏差 (図中の 'A') より下流側に伝播した準定常ロスビー波列 (矢印) に伴って、北米西岸のカリフォルニア半島周辺 (30°N , 120°W 付近) の低気圧性偏差 (図中の 'B')、および北米東岸 (40°N , 80°W 付近) の高気圧性偏差 (図中の 'C') が発達する傾向にあることが分かる. 12 月 12 日 (図 4.1.2c) には、さらに下流側への、準定常ロスビー波のエネルギー伝播に伴って、12 月 8 日に既に存在していたラブラドル海周辺 (60°N , 60°W 付近) の低気圧性偏差 (図中の 'D')、および、スカンディナ비아半島周辺 (65°N , 10°E 付近) の高気圧性偏差 (図中の 'E') が発達する傾向を示している. 12 月 14 日 (図 4.1.2d) には、スカンディナ비아半島周辺の高気圧性偏差 (図中の 'E') がさらに発達し、その中心付近における高度場偏差の値は $+400\text{gpm}$ 以上を示しており、優勢なブロッキング高気圧が形成されている様子を見てとることができる. 一方、北太平洋東部～北米西部域の高/低気圧性偏差 (図中の 'A', 'B') は、減衰していることが分かる. 以上より、この事例におけるブロッキングの形成に対して、準定常ロスビー波によるエネルギー伝播が寄与している可能性が示唆される. また、この様子は、ブロッキング形成に対する準定常ロスビー波列の重要性を示した、Nakamura *et al.* (1997) の解析結果と整合的である.

以下では、ブロッキング高気圧が形成された $50^{\circ}\text{N} \sim 75^{\circ}\text{N}$, $20^{\circ}\text{W} \sim 30^{\circ}\text{E}$ の矩形領域 (図 4.1.3) を、ブロッキング領域と定義し、この領域で平均した 300hPa 高度場偏差の低周波変

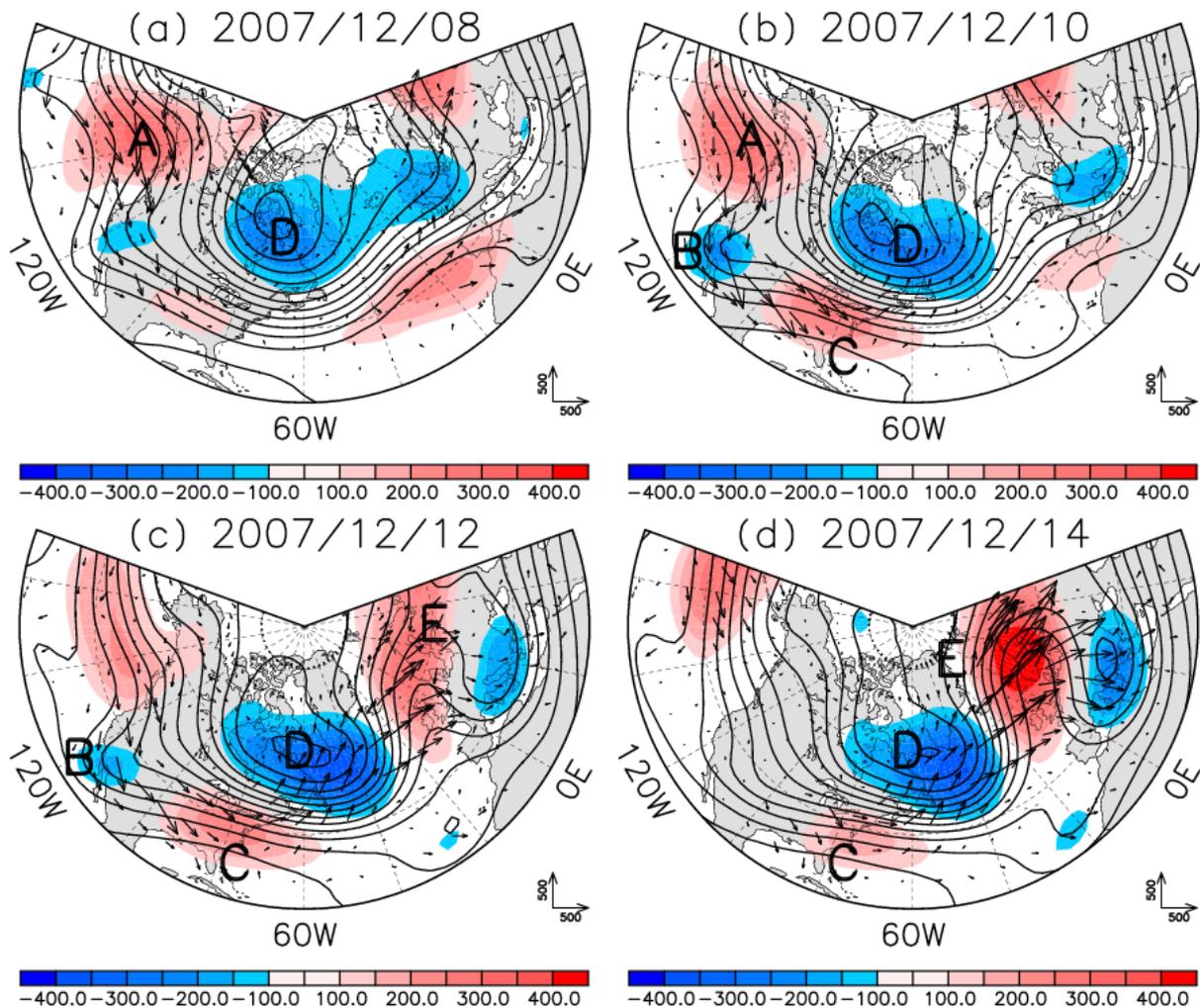


図 4.1.2: 300hPa 高度場の低周波変動成分 (単位:gpm, コンター:120gpm 間隔) と、気候値からの偏差 (カラー), および Takaya and Nakamura (2001) の波活動度フラックス (矢印, 単位ベクトルの長さは $5 \times 10^2 \text{ m}^2/\text{s}^2$). 但し, (a)12月8日, (b)10日, (c)12日, (d)14日.

動成分を, ブロッキング強度 (単位:gpm) と定義する. 図 4.1.1a に, 12月1日から31日までの期間における, ブロッキング強度の時間変化を示す. 12月1日から10日までの期間では, ブロッキング強度が負の値を示しているが, 10日から11日にかけて正の値に変化し, 17日にかけて大きく増加している. その後, 17日にブロッキング強度が極大値 (約 350gpm) を示した後, 27日にかけて減衰していく.

4.1.2 スプレッドを用いた予測可能性評価

次に, この事例のブロッキング形成期における予測可能性の変動を, 気象庁週間アンサンブル予報データを用いて評価した結果を示す. 予測可能性の評価には, ブロッキング強度 (単位:gpm) のスプレッド (2.3節) を用いた.

12月1日から20日までの, 初期日ごとの, ブロッキング強度予測値のスプレッドの変動を, 図 4.1.4 に示す. ここで, 横軸はアンサンブル予報の初期日を表す. この図より, ブロッキング形成日である12月12日より前の数日間, スプレッドが増大していることが

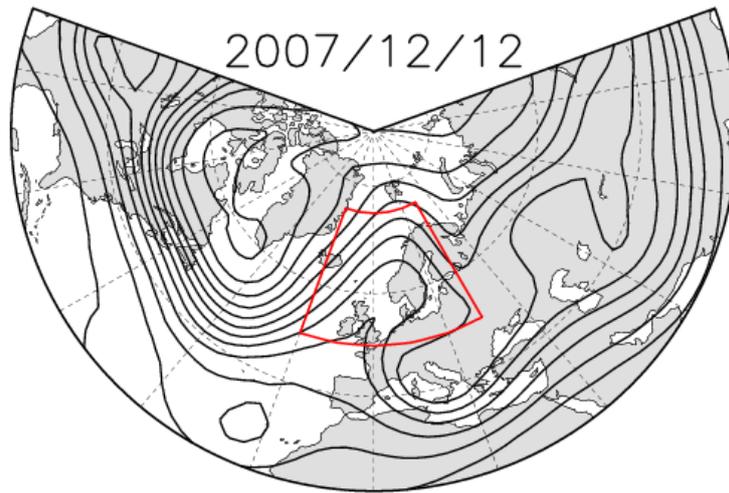


図 4.1.3: ブロッキング領域. 赤枠で囲った矩形領域 ($50^{\circ}\text{N} \sim 75^{\circ}\text{N}$, $20^{\circ}\text{W} \sim 30^{\circ}\text{E}$) をブロッキング領域と定義した.

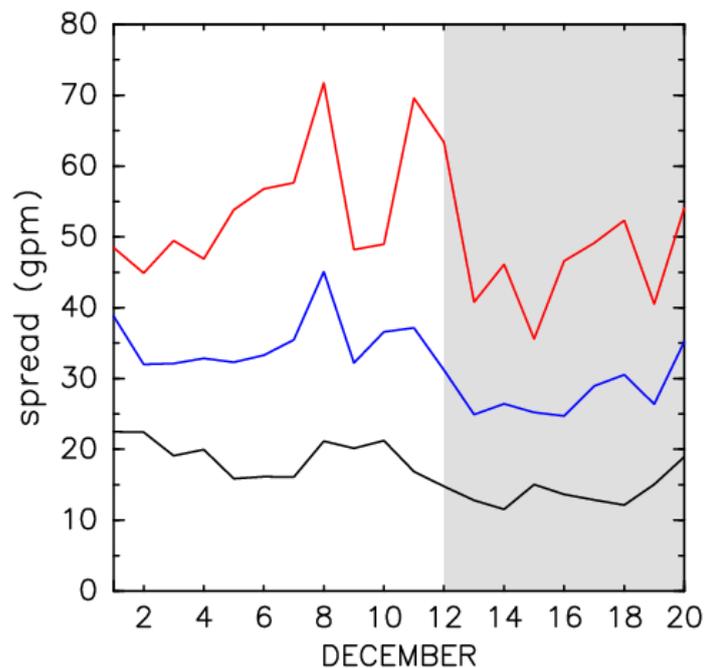


図 4.1.4: 12月1日から20日までの、ブロッキング強度予測値のスプレッドの初期日依存性 (単位:gpm). 横軸は初期日, 縦軸はスプレッド. 予測3日(黒線), 5日(青線), 7日(赤線)目におけるスプレッドの変動を表す. ブロッキングの発生期間を陰影で示した.

分かる. スプレッドの増大は, 特に予測5日(青線), 7日(赤線)目においてより顕著に見られる. ここで, 予測7日目におけるスプレッド(赤線)に着目すると, 12月4日から8日にかけて, スプレッドが増加し, 12月8日に極大値(70gpm以上)を示している. また, 11日, 12日にもスプレッドが60~70gpmと大きな値を示している. その後, スプレッドは大きく減少し, ブロッキングの発生期間(図4.1.4に陰影で示した期間)では, スプレッドが低い

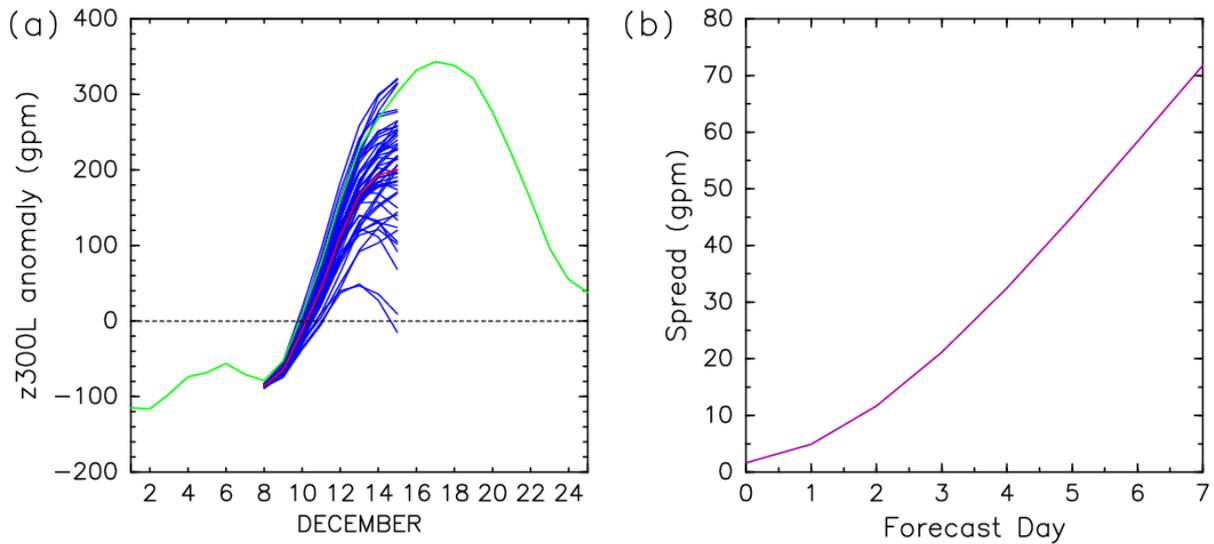


図 4.1.5: (a) 2007 年 12 月 8 日を初期日とする, アンサンブル予報におけるブロッキング強度 (単位:gpm) の予測値. 横軸は 12 月 1 日から 25 日までの期間, 縦軸はブロッキング強度 (単位: gpm). 青線は各アンサンブルメンバーの予測値, 赤線はアンサンブル平均値, 緑線は解析値. (b) (a) の各アンサンブルメンバーの予測値 (青線) とアンサンブル平均値 (赤線) から算出したスプレッド (紫線, 単位:gpm). 横軸は 12 月 8 日からの予測日, 縦軸はスプレッド.

状態で経過している. 以上の結果は, ブロッキング形成日の数日前からの, ブロッキング強度の予測可能性が低いことを示しており, Kimoto *et al.* (1992) や Tibaldi and Molteni (1990) の結果と整合的である.

以下では, ブロッキング形成日の数日前で, スプレッドが大きな値を示した 12 月 8 日を初期日とするアンサンブル予報に着目する. 12 月 8 日を初期日とする, 各アンサンブルメンバーでのブロッキング強度の予測値, および, スプレッドの時間変化を図 4.1.5 に示す. 図 4.1.5a より, 予測 1 日~4 日目にかけて, 全てのメンバーで, ブロッキング強度が増加することが予測されているが (青線), その増加量はメンバーによって大きく異なることが分かる. 12 月 8 日からの予測 4 日目 (12 月 12 日: ブロッキングの形成日) における予測値 (青線) に着目すると, 最大のブロッキング強度を予測したメンバーでは約 200gpm, 最小の値を予測したメンバーでは 50gpm 以下の値を予測しており, 予測されたブロッキング高気圧の強度が, 各メンバー間で大きく異なっている. また, 予測 5 日~7 日目では, ブロッキング強度が減少, あるいは, ほぼ同じ値で経過すると予測するメンバーが存在し, 解析値 (緑線) が示しているブロッキング強度の増加が, 全てのメンバーで予測されていないことが分かる. 一方, 各メンバーの予測値 (青線) と解析値 (緑線) の比較より, ブロッキング強度を大きく予測した上位数メンバーによる予測値と, 解析値 (緑線) の値はほぼ同じであることが分かる. また, 予測におけるアンサンブル平均 (赤線) と解析値 (緑線) の比較より, アンサンブル平均値は, 解析値と比較してブロッキング強度を過小に予測していることが分かる. 一方, 図 4.1.5b より, 初期日から予測 7 日目までの予測期間において, ブロッキング強度のスプレッド (紫線) は単調増加していることが分かる.

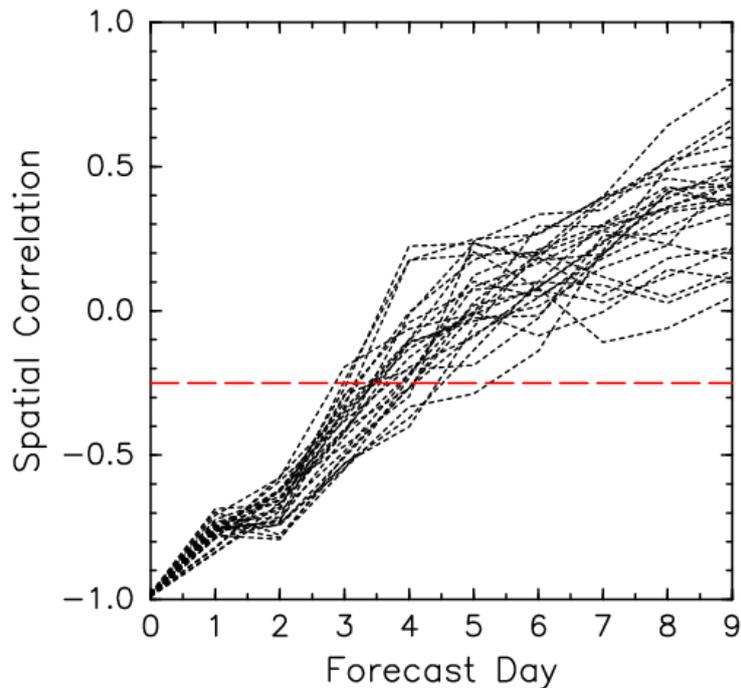


図 4.1.6: 2007 年 12 月 8 日を初期日とする, 初期日から予測 9 日目までの, 25 個の'twin' ペアによる空間相関の変動. 空間相関は, 北半球 ($20^{\circ}\text{N} \sim 90^{\circ}\text{N}$) における 500hPa 高度場で与えた. 摂動の線型性の崩壊を示す閾値 -0.25 (Hohenegger and Schär, 2007) を赤点線で表示した.

4.1.3 アンサンブル初期摂動の成長における線型性評価

ここでは, 12 月 8 日の初期摂動について, 摂動の線形成長という仮定が妥当でなくなる, おおよその予測期間を, 空間相関を用いて見積もる. ここで用いた手法については, 2.4 節で記述した通りである. 12 月 8 日を初期日とするアンサンブル予報における, 全 25 の'twin' ペアの空間相関を図 4.1.6 に示す. ここで, 空間相関は, 北半球域 ($20^{\circ}\text{N} \sim 90^{\circ}\text{N}$) の 500hPa 高度場に基づいて計算した. この図より, 予測 1 日~2 日目では, 全ての'twin' ペアが -0.25 以下の空間相関を示していることが分かる. また, 予測 3 日目においても, 1 つの'twin' ペアを除く全てのペアが, -0.25 以下の値を示している. しかし, 予測 4 日目には, 6 個の'twin' ペアが -0.25 以下の値を示しており, さらに, 予測 5 日目には, 全 25 のペアのうちの, ほぼ全て (24 個) の'twin' ペアが -0.25 以上の値を示している. 従って, 摂動の線形成長という仮定が概ね妥当である予測期間は, 12 月 8 日を初期日とする予測 1 日~4 日目であると判断した.

4.1.4 簡易感度解析による高感度領域の検出

ここでは, Enomoto *et al.* (2007) の簡易感度解析を用いて, 12 月 8 日を初期日とする予測について, どのような初期摂動場が, ブロッキング形成の予測に最も大きな影響を与えたのかについて調べる. なお, この解析の手法, および本研究への適用方法については, 2.5 節で述べた. この事例における, 検証日, および検証領域の定義を表 4.1.1 に示す. なお, この解析では, 摂動が線形発展していると仮定しているため, 検証日については, 前節で示し

初期日	12月8日
検証日	予測4日目(12月12日: ブロッキング形成日)
検証領域	ブロッキング領域 (50° ~ 75°N, 20°W ~ 30°E)

表 4.1.1: 検証日. 検証領域の定義.

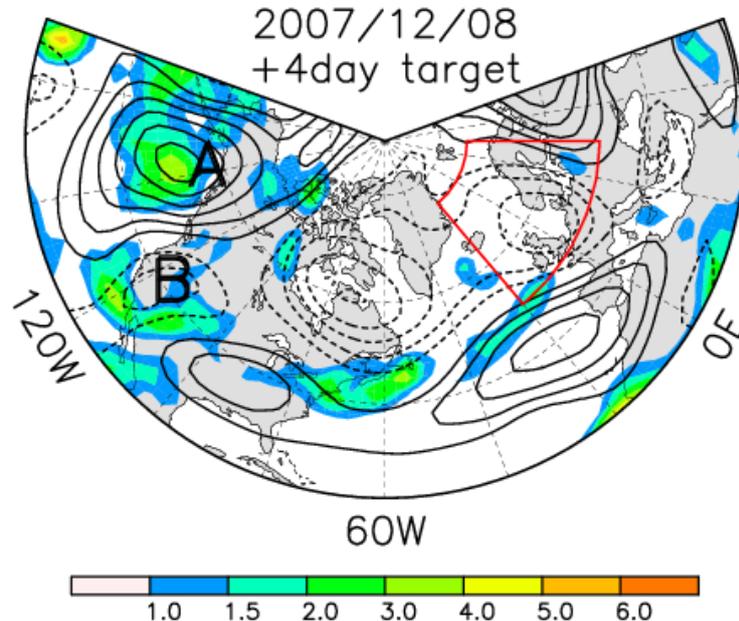


図 4.1.7: 2007 年 12 月 8 日の初期摂動の, 予測 4 日目の検証領域 (赤線の領域) に対する高感度領域 (カラー). 乾燥全エネルギー (単位: J/kg) の鉛直積算量で表示した. 12 月 8 日の 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分をコンター (50gpm 間隔, 実線は正偏差, 点線は負偏差) で示した.

た空間相関の解析結果に基づいて, 予測 1 日 ~ 4 日目の範囲内で定義した. 12 月 8 日を初期値とする, 4 日目の予測値における, 検証領域に対する高感度領域の分布を図 4.1.7 に示す. この図で, 高感度領域 (カラー) と 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分 (コンター) との対応を見ると, 北太平洋東部 (50°N, 140°W 周辺) の高気圧性偏差 (図中の 'A'), および北米西岸 (40°N, 120°W 付近) の低気圧性偏差 (図中の 'B') の近くに, 高感度領域が分布していることが分かる. 高感度領域は, 準定常ロスビー波列に伴う高度場偏差の中心付近とほぼ一致していることから, 準定常ロスビー波列の振幅の摂動が, ブロッキング形成の予測に大きな影響を与えた可能性が考えられる. また, このことは, 予測された準定常ロスビー波のエネルギー伝播の各メンバー間での差が生じ, 検証領域 (図 4.1.7 の赤線で囲った領域) の高度場のスプレッドに影響を及ぼしている可能性を示唆している. そこで以下では, 準定常ロスビー波列に沿った, 300hPa 高度場のスプレッドの時間変動を調べる. ここで, 準定常ロスビー波列を結ぶ線は, 次のように定義した.

- 12 月 8 日 ~ 15 日の 8 日間 (すなわち, 12 月 8 日を初期日とする週間アンサンブル予報の全予測期間) で平均した, 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分を求める (図 4.1.8).
- 求められた準定常ロスビー波列 (図 4.1.8) に伴う高度場偏差の中心の間を, 直線で結ぶ (図 4.1.8 の太点線). この線を, 準定常ロスビー波列を結ぶ線と定義した.

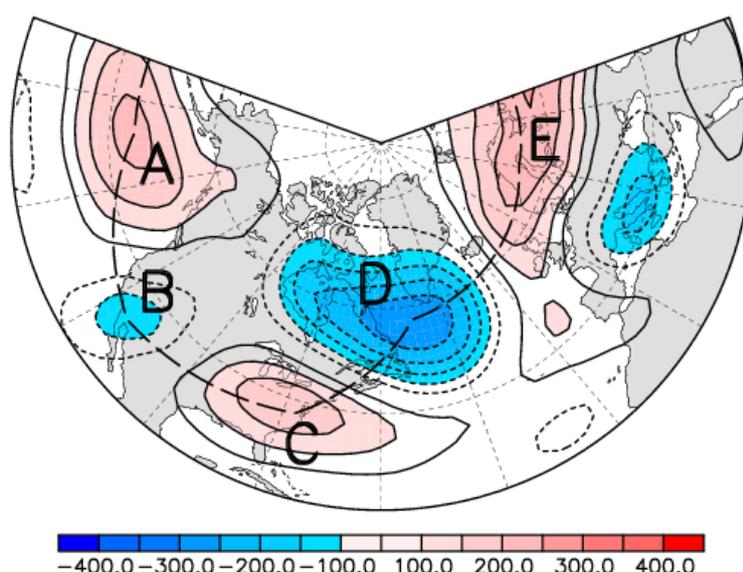


図 4.1.8: 12月8日～15日の8日間で平均した, 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分 (コンター: 50gpm 間隔). 準定常ロスビー波列に対応させて, 高/低気圧性偏差の中心間を結んだ直線を太点線で示した.

図 4.1.8 より, 北太平洋東部 (50°N , 150°W 付近) の高気圧性偏差 (図中の 'A') から, スカンディナビア半島付近のブロッキング高気圧 (図中の 'E') に対応する高気圧性偏差までの, 準定常ロスビー波列に伴う高度場偏差を確認することができる. このことから, 図中の太点線は, 12月8日～15日の期間における, 平均的な準定常ロスビー波列を結ぶ線と考えることができる. この線上における, 300hPa 高度場のスプレッドの経度-時間断面図を図 4.1.9a に示す. さらに, この期間における, 準定常ロスビー波列に沿った 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の分布を図 4.1.9b に示す. 図 4.1.9a を見ると, 初期日あるいは予測期間の前半には, 150°W 付近の高気圧性偏差の周辺, および 110°W 付近の低気圧性偏差の領域にスプレッドの大きな領域が存在し, 予測 4 日目では, 下流側の 70°W 付近, 予測 6 日目では, 20°W 付近でスプレッドが増大していることが分かる. 20°W 付近に見られるスプレッドの極大域は, 検証領域 (図の赤矢印で示した経度領域) の上流側端に位置しており, 検証領域におけるスプレッドの増大とほぼ対応していると考えられる. 一方, 図 4.1.9b を見ると, 北太平洋東部 (150°W 付近) からヨーロッパ域 (0°E 付近) に向かう, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播 (図 4.1.9b の黒矢印) を見てとることができる. 図 4.1.9a と図 4.1.9b の比較より, スプレッドの大きな領域は, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播速度とほぼ等しい速度で, 下流側に伝播しているように見える (図 4.1.9a の黒矢印). さらに, スプレッドの極大域におけるスプレッドの等値線は, 各経度 (110°W 付近, 70°W 付近, および 20°W 付近) でほぼ時間軸 (縦軸) に平行である. このことは, スプレッドの極大域は経度方向に移流されることはなく, 準定在的であることを示している. 以上の結果より, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播 (すなわち, 低周波変動成分) をうまく予測できたか否かが, 検証領域におけるブロッキングの予測に大きな影響を与えていると考えられる. また, 図 4.1.9a のスプレッドの極大域と, 図 4.1.9b の準定常ロスビー波列に伴う高度場偏差の中心との対応を見ると, 150°W 付近, および 110°W 付近に見られるスプレッドの極大域

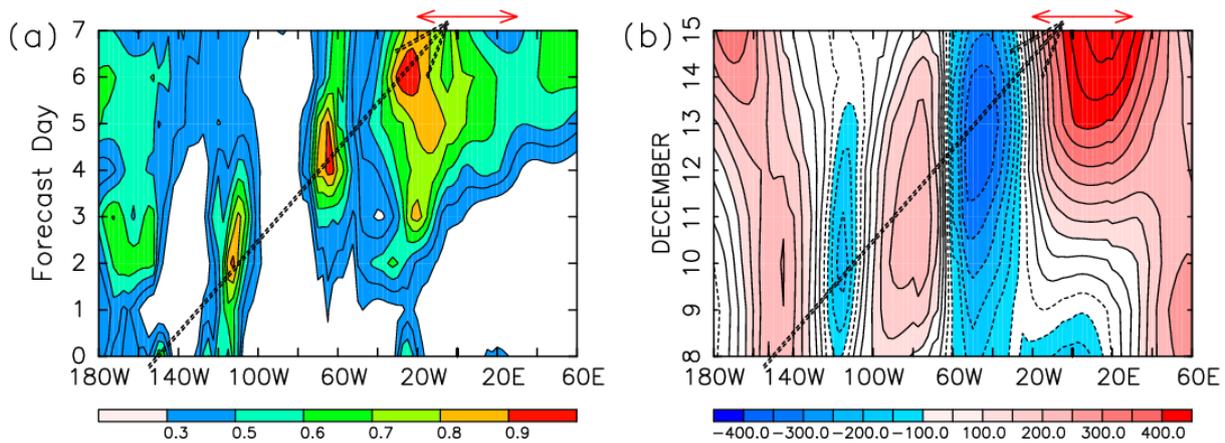


図 4.1.9: (a) 2007 年 12 月 8 日を初期日とするアンサンブル予報での、初期日から予測 7 日目までの、300hPa 高度場のスプレッド。横軸は準定常ロスビー波列 (図 4.1.8 の太点線) に沿った線上での経度、縦軸は予測日。スプレッドは予測日とともに大きく増加するため、各予測日ごとに北半球域 ($20^{\circ}\text{N} \sim 90^{\circ}\text{N}$) におけるスプレッドの最大値で規格化した。検証領域は、図の赤矢印で示した経度範囲に対応する。(b) 2007 年 12 月 8 日 ~ 15 日の解析値に基づいて求められた、準定常ロスビー波列 (図 4.1.8 の太点線) に沿う、300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の経度-時間断面図 (コンター: 50gpm 間隔)。

は、高/低気圧性偏差の中心付近に分布している。このことは、これらのスプレッドの極大域は、各メンバーにおける、予測された準定常ロスビー波の振幅の差を示していると考えられる。一方、 70°W 付近、および 20°W 付近に見られるスプレッドの極大域の位置は、準定常ロスビー波列の節の部分に対応している。このことから、準定常ロスビー波のエネルギー伝播の予測において、各メンバー間でロスビー波の位相に差が生じ、これに伴って、波の節にあたる領域でスプレッドが増大したと考えられる。

4.1.5 低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析

ここでは、ブロッキング形成の予測が、予測された低周波/高周波変動成分のどちらにより鋭敏に関連するのかを、低/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散量を用いた相関解析を通して調べる。12 月 1 日から 22 日までの期間において、解析値に基づいて求められた、Lowterm (水色点線)、Highterm (桃色点線) の時間変動を、図 4.1.10a に示す。また、12 月 8 日を初期日とするアンサンブル予報を用いて求めた、Lowterm, Highterm の初期日 ~ 予測 5 日目までのアンサンブル平均値を、それぞれ青実線、赤実線で示す。ただし、ここで示した Lowterm, Highterm の値は、ブロッキング領域 ($50^{\circ}\text{N} \sim 75^{\circ}\text{N}$, $20^{\circ}\text{W} \sim 30^{\circ}\text{E}$) で平均した値である。はじめに、解析値の時系列を見ると、予測期間である 12 月 9 日から 12 日の期間では、Lowterm と Highterm はともに正の値であり、ほぼ同じ値を示していることが分かる。このことは、低周波/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散は、ブロッキング高気圧を強める効果を持ち、その大きさはほぼ同じであることを示している。一方、12 月 8 日からの予測 2 日目におけるアンサンブル平均値は、Lowterm (青実線)、Highterm (赤実線) とともに、正の値であるが、両者ともに解析値 (Lowterm については水色点線、Highterm については桃色点線) よりもやや小さな値を示している。また、予測 2 日目における両者のスプレッドは、ほぼ同じであることが分かる (青色、赤色で示したエラー

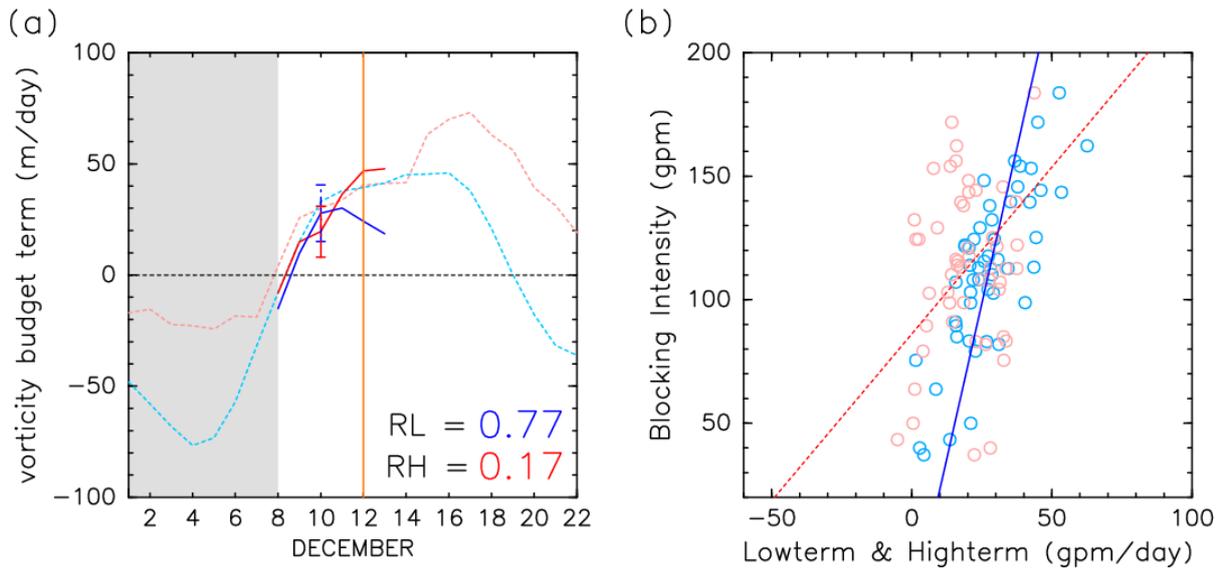


図 4.1.10: (a) 2007 年 12 月 8 日を初期日とする, Lowterm(青実線, 単位:gpm/日) と, Highterm(赤実線, 単位:gpm/日) の予測 5 日目 (12 月 13 日) までのアンサンブル平均による予測値. 横軸は日, 縦軸は Lowterm, Highterm による高度変化傾向 (単位:gpm/日). ただし, 予測 2 日目における, Lowterm, Highterm の予測値の ± 1 標準偏差の領域を, それぞれ青色, 赤色のエラーバーで, 予測 4 日目 (検証日: ブロッキング形成日) を橙線で表示した. 12 月 1 日から 22 日までの, 解析値による, Lowterm, Highterm の時系列を, それぞれ水色点線, 桃色点線で示した. また, 全アンサンブルメンバーを用いて求められた, Lowterm の予測 2 日目とブロッキング強度 (単位:gpm) の 4 日目の予測値との相関係数 R_L と, Highterm の 2 日目の予測値とブロッキング強度の 4 日目の予測値との相関係数 R_H を, 図の右下に示した. (b) Lowterm の予測値 (水色の印), Highterm の予測値 (桃色の印) の 2 日目の予測値と, ブロッキング強度の 4 日目の予測値との関係を表す散布図. 横軸は Lowterm, Highterm による高度変化傾向 (単位:gpm/日), 縦軸はブロッキング強度 (単位:gpm). それぞれの関係から得た回帰直線を, Lowterm については青線で, Highterm については赤線で示した.

バー). しかしながら, 両者の 2 日目の予測値と, ブロッキング強度の 4 日目の予測値との相関係数 (図 4.1.10a の右下に表記した, R_L, R_H の値) を見ると, $R_L (=0.77)$ は $R_H (=0.17)$ に比べ, かなり高い値を示している. しかも, R_L については, 99% 以上の有意水準で統計的に有意である. このことは, 図 4.1.10b に示された, 12 月 8 日を初期日とするアンサンブル予報を用いて求められた, 各メンバーの Lowterm, Highterm の 2 日目の予測値と, ブロッキング強度の 4 日目の予測値の関係を示した散布図からも確かめることができる. この図から, Lowterm の 2 日目の予測値とブロッキング強度の 4 日目の予測値には, ほぼ正の比例関係があり (水色の印), その回帰直線 (青実線) もまた, 正の傾きを示していることが分かる. 一方, この図より, Highterm の 2 日目の予測値とブロッキング強度の 4 日目の予測値との間に直線的な関係を確かめることはできず (桃色の印), その回帰直線は正の傾きを示しているが, その傾きは Lowterm とブロッキング強度との回帰直線 (青実線) よりも小さい. この結果は, Lowterm, Highterm の相対的な大きさ, および両者のスプレッドの相対的な大きさに関わらず, ブロッキング強度の予測は, Lowterm, すなわち低周波変動成分の予測に鋭敏に関連している可能性を示唆している.

さらに, 予測 1 日 ~ 4 日目における, Lowterm, Highterm の予測値と, ブロッキング強度の 4 日目の予測値との相関係数を表 4.1.2 に示す. この表より, 予測 1 日 ~ 4 日目における,

Lowterm の予測値と、ブロッキング強度の 4 日目の予測値との関係は、全て 99% 以上の有意水準 (太字) で統計的に有意であることが分かる。一方、Highterm については、どの予測日においても、ブロッキング強度との相関は低く、両者の関係は有意ではないことが分かる。

以上の結果は、前節で示した簡易感度解析、および 300hPa 高度場のスプレッドを用いた解析結果と整合的であり、この事例におけるブロッキング形成の予測が、高周波変動成分よりも低周波変動成分と、より鋭敏に関連している可能性を示唆している。

初期日: 12/8	1 日予測	2 日予測	3 日予測	4 日予測
R_L	0.78	0.77	0.74	0.70
R_H	0.04	0.17	0.18	0.18

表 4.1.2: Lowterm, Highterm の予測 1 日 ~ 4 日目の予測値と、ブロッキング強度の 4 日目の予測値との相関係数 R_L , R_H を示した表。99%以上の有意水準で統計的に有意な相関係数を、太字で表示した。

4.2 2008年1月に北大西洋～ヨーロッパ域で発生したブロッキングの解析: エピソード E14

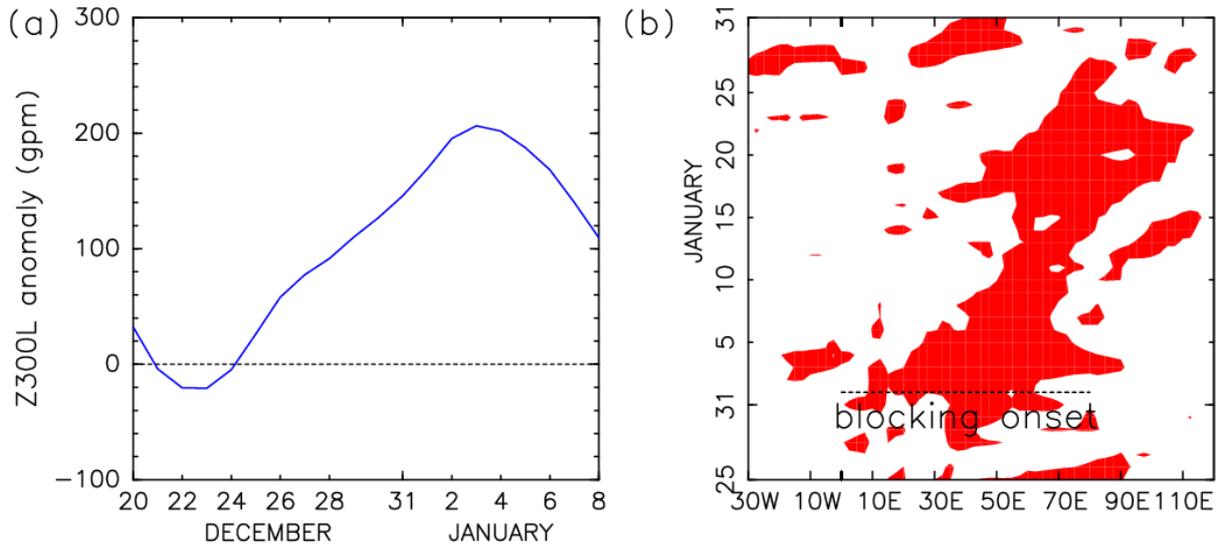


図 4.2.1: (a) 図 4.1.1a と同じ. ただし, 2007 年 12 月 20 日から 2008 年 1 月 8 日までのブロッキング強度の時系列. (b) 図 4.1.1b と同じ. 但し, 2007 年 12 月 25 日から 2008 年 1 月 31 日までの, $30^{\circ}\text{W} \sim 120^{\circ}\text{E}$ における, PH03 のブロッキングインデックスの経度-時間断面図.

はじめに, この事例におけるブロッキングの形成日を, PH03 のブロッキングインデックスに基づいて定義する. 2007 年 12 月 25 日から 2008 年 1 月 31 日までの, 北大西洋東部～東アジア域 ($30^{\circ}\text{W} \sim 120^{\circ}\text{E}$) における, ブロッキングインデックスの経度-時間断面図を, 図 4.2.1b に示す. この図より, 12 月 27 日から 28 日にかけて, 東ヨーロッパ域 ($30^{\circ}\text{E} \sim 50^{\circ}\text{E}$ 付近) において, ブロッキングインデックスが負から正 (赤色で塗った領域) に変化していることが分かる. 1 月 1 日には, ヨーロッパ域～西シベリア域 ($0^{\circ}\text{E} \sim 80^{\circ}\text{E}$ 付近) の広範囲にわたって, ブロッキングインデックスが正の値を示し, その後, ブロッキングインデックスが正の領域は時間とともに東進し, 1 月末頃まで持続していることが分かる. ここで, 12 月 28 日から 31 日の期間の, 40°E 付近における, ブロッキングインデックスが正の領域は, 後述するように, 図 4.2.2a で見られる西シベリア域を中心とする高気圧性偏差に対応している. 一方, 以下で解析を行うブロッキングは, それよりやや上流域の $0^{\circ}\text{E} \sim 30^{\circ}\text{E}$ 付近で発生している (図 4.2.2b, c). 従って, ここでは, $0^{\circ}\text{E} \sim 30^{\circ}\text{E}$ 付近でブロッキングインデックスが負から正に変化した, 1 月 1 日 (図中に 'blocking onset' と表記した日) を, ブロッキング形成日と定義した.

4.2.1 ブロッキング形成期の総観的特徴

この事例におけるブロッキング形成期である, 2007 年 12 月 28 日から 2008 年 1 月 3 日までの, 2 日ごとの 300hPa 高度場の低周波変動成分を図 4.2.2 に示す. 12 月 28 日の偏差成分 (図 4.2.2a のカラー) に着目すると, 東ヨーロッパ～西シベリア域 ($60^{\circ}\text{N}, 20^{\circ}\text{E} \sim 60^{\circ}\text{E}$ 付近) に弱い高気圧性偏差 (図中の 'A') が存在している. この高気圧性偏差は, ブロッキングイ

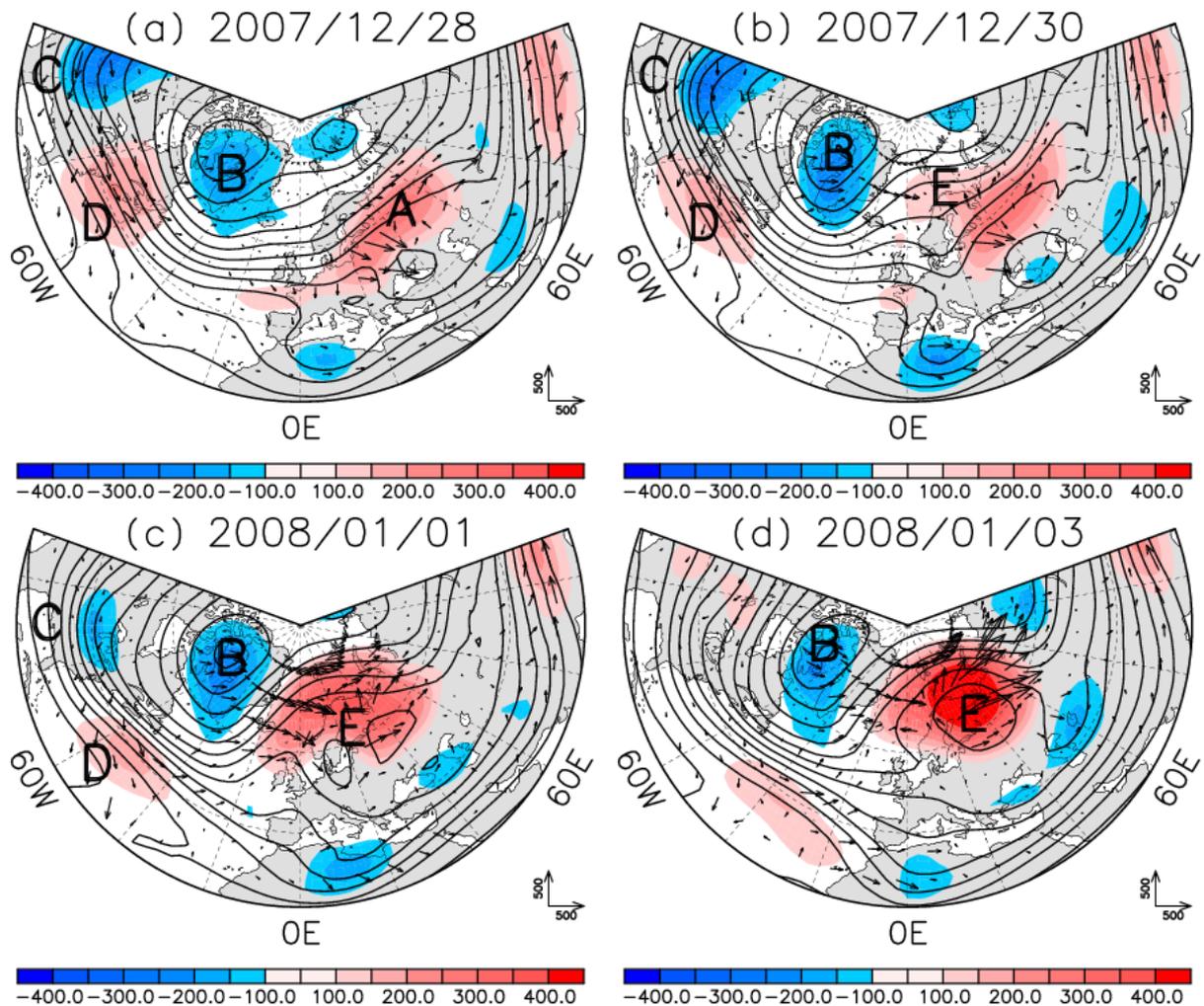


図 4.2.2: 図 4.1.2 と同じ. 但し, (a) 2007 年 12 月 28 日, (b) 12 月 30 日, (c) 2008 年 1 月 1 日, (d) 1 月 3 日.

ンデックスの経度-時間断面図(図 4.2.1b)において, 12 月 28 日~31 日の期間に見られる, ブロッキングインデックスが正の領域と対応している. また, その上流側の, 北米中部~北大西洋西部周辺には, 40°N , 110°W 付近の低気圧性偏差(図中の 'C'), および 40°N , 70°W 付近の高気圧性偏差(図中の 'D')が存在しているが, そのエネルギー伝播(矢印)は東~南東向きであり, グリーンランド付近の低気圧性偏差(図中の 'B')や東ヨーロッパ~西シベリア域の高気圧性偏差(図中の 'A')を発達させる様子は確認できない. 次に, 12 月 30 日の偏差成分(図 4.2.2b のカラー)を見ると, グリーンランド付近 (80°N , 50°W) の低気圧性偏差(図中の 'B')が 28 日に比べやや発達し, そこから下流側への弱いエネルギー伝播が見られる(矢印). これに伴って, スカンディナ비아半島付近に新たな高気圧性偏差(図中の 'E')が形成され, 発達する傾向を示している. しかしながら, 300hPa 面における総観場の解析では, グリーンランド付近の低気圧性偏差(図中の 'B')が発達した原因を明らかにすることができなかった. ここでは, このことに関する詳細な解析を行わないが, 準定常ロスビー波のエネルギーの鉛直伝播によって, 低気圧性偏差が発達した可能性が考えられる. 一方, 北米中部~北大西洋西部周辺 (40°N , 110°W ~ 60°W 付近)には準定常ロスビー波のエネルギー伝播が見られるが, その方向はほぼ南東向きであり(矢印), スカンディナ비아

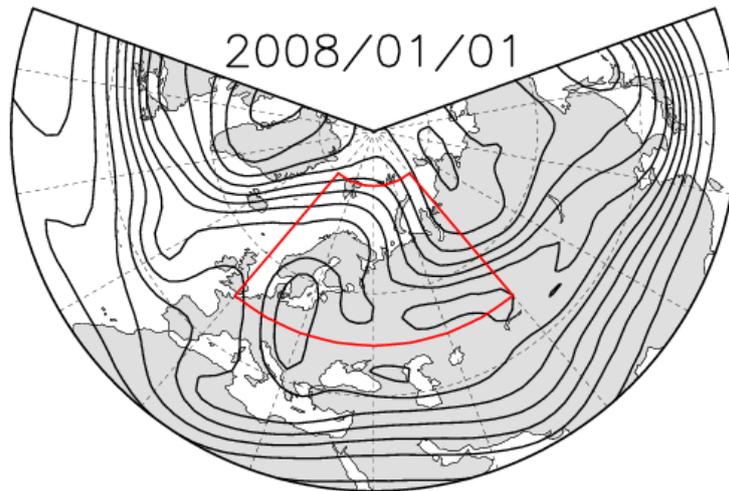


図 4.2.3: ブロッキング領域. 赤枠で囲った矩形領域 ($50^{\circ}\text{N} \sim 80^{\circ}\text{N}$, $0^{\circ}\text{E} \sim 80^{\circ}\text{E}$) をブロッキング領域と定義した.

半島付近の高気圧性偏差 (図中の 'E') を発達させる原因とはなっていないようである.

1月1日 (図 4.2.2c) には, グリーンランド (70°N , 60°W) 付近の低気圧性偏差 (図中の 'B') から下流側へのエネルギー伝播に伴って, スカンディナ비아半島 (70°N , 20°E) 付近の高気圧性偏差 (図中の 'E') がさらに発達し, 経度約 80° (距離にして 4000km 以上) にわたる優勢なブロッキング高気圧が形成されていることが分かる. 1月3日 (図 4.2.2d) には, ブロッキング高気圧 (図中の 'E') はスカンディナ비아半島の北東側でさらに発達し, その中心付近では, 400gpm 以上の大きな正偏差を示している. また, グリーンランド周辺の低気圧性偏差 (図中の 'B') からブロッキング高気圧に向かう, エネルギー伝播が見られるが, 1日と比較すると, 弱まる傾向にある. 以上の解析結果は, グリーンランド付近で発達した低気圧性偏差からのエネルギー伝播が, この事例におけるブロッキングの形成に寄与していることを示唆している. 一方, 総観規模擾乱に伴う渦度フラックスの収束発散も, ブロッキング高気圧を強める効果を示していた (図示していない) ので, 高周波変動成分もまた, ブロッキング形成に寄与している可能性がある.

以下では, ブロッキング高気圧が形成された $50^{\circ}\text{N} \sim 80^{\circ}\text{N}$, $0^{\circ}\text{E} \sim 80^{\circ}\text{E}$ の矩形領域 (図 4.2.3) をブロッキング領域と定義し, この領域で平均した 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分を, ブロッキング強度 (単位: gpm) と定義する. 図 4.2.1a に, 2007年12月20日から2008年1月8日までの期間における, ブロッキング強度の時間変化を示す. この図より, 12月25日にブロッキングの強度が負から正の値に変化し, 1月3日~4日に極大となったことが分かる. ここで, 12月25日から31日までの期間における, ブロッキング強度が正の値は, ブロッキング形成日 (2008年1月1日) よりも前に存在していた, 東ヨーロッパ域~西シベリア域の高気圧性偏差に対応している.

4.2.2 スプレッドを用いた予測可能性評価

次に, この事例のブロッキング形成期における予測可能性の変動を, 気象庁週間アンサンブル予報データを用いて評価した結果を示す. 予測可能性の評価には, ブロッキング強

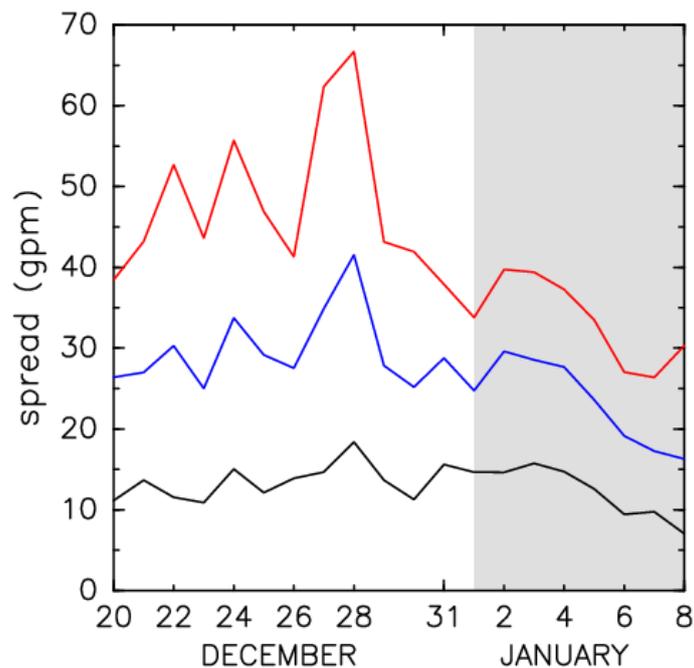


図 4.2.4: 図 4.1.4 と同じ. 但し, 2007 年 12 月 20 日から 2008 年 1 月 8 日までの, ブロッキング強度予測値のスプレッド (単位:gpm) の初期日依存性.

度 (単位:gpm) のスプレッドを用いた.

2007 年 12 月 20 日から 2008 年 1 月 8 日にかけての, 初期日ごとの, ブロッキング強度予測値のスプレッドの変動を, 図 4.2.4 に示す. ここで, 横軸はアンサンブル予報の初期日を表す. この図より, 2007 年 12 月 27 日, 28 日にスプレッドが増大していることが分かる. この特徴は, 予測 5 日 (青線), 7 日 (赤線) 目のスプレッドにおいて, より顕著である. 予測 7 日目におけるスプレッド (赤線) に着目すると, 12 月 26 日から 27 日にかけて, スプレッドが大きく増加し (約 20gpm 増加), 27 日および 28 日に, 60 ~ 70gpm と大きな値を示している. その後, 29 日にかけて, スプレッドは約 20gpm 減少し, ブロッキング発生期間 (図 4.2.4 に陰影で示した期間) では, スプレッドが低い状態で経過している. この結果は, ブロッキング形成日以前 (特に 12 月 27 日, 28 日) からの, ブロッキング強度の予測可能性が低いことを示しており, エピソード E4 (4.1 節) と同様の結果である.

以下では, ブロッキング形成日以前で, スプレッドが大きな値を示した, 2007 年 12 月 28 日を初期日とするアンサンブル予報に着目する. 12 月 28 日を初期日とする, 各アンサンブルメンバーでのブロッキング強度 (単位:gpm) の予測値, およびスプレッド (単位:gpm) の時間変化を図 4.2.5 に示す. 図 4.2.5a より, 予測期間の前半から, 各メンバー (青線) のブロッキング強度の予測値は, 大きく異なることが分かる. 12 月 28 日からの予測 4 日目 (2008 年 1 月 1 日: ブロッキングの形成日) における予測値 (青線) に着目すると, 最大のブロッキング強度を予測したメンバーでは, ブロッキング強度の予測値は 1 月 1 日にかけて増加し, その値は 150gpm 以上を示している. これに対して, 最小のブロッキング強度を予測したメンバーでは, ブロッキング強度は, 12 月 28 日をピークとして減少し, 1 月 1 日の予測値は 50gpm 以下である. このことは, ブロッキングが形成することを全く予測してい

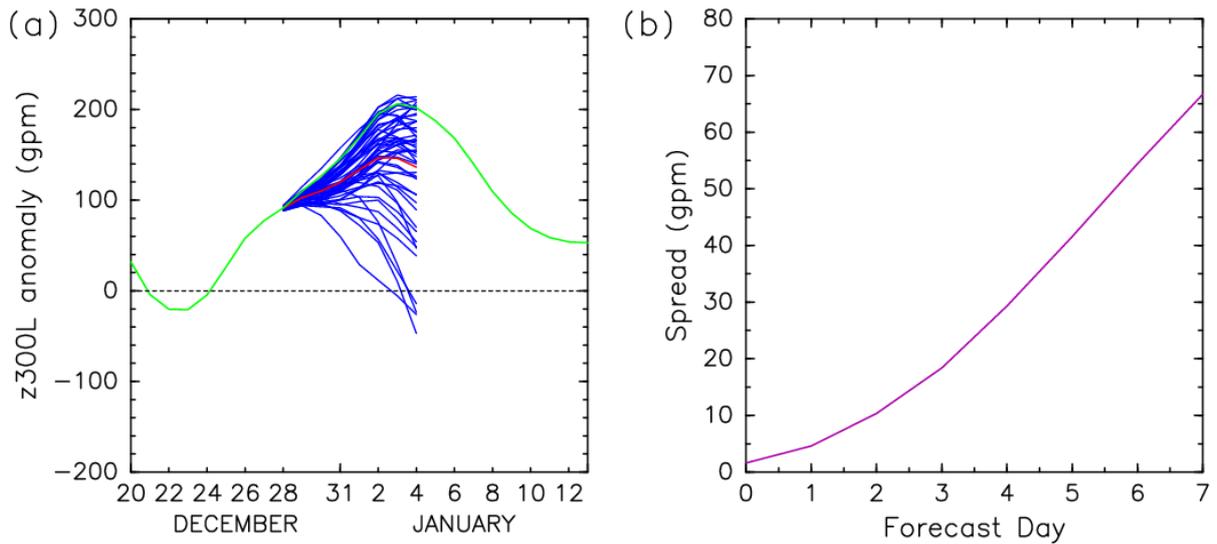


図 4.2.5: (a) 図 4.1.5a と同じ。但し、2007 年 12 月 28 日を初期日とする、ブロッキング強度 (単位:gpm) の予測値。 (b) 図 4.1.5b と同じ。ただし、初期日は 2007 年 12 月 28 日。

ないメンバーが存在することを示している。また、予測期間の後半には、各メンバー間の差はさらに大きくなり、予測 7 日目 (1 月 4 日) には、最大のブロッキング強度を予測したメンバーと、最小の値を予測したメンバーの差は、200gpm 以上に拡大していることが分かる。さらに、各メンバーの予測値 (青線) と解析値 (緑線) の比較より、大きなブロッキング強度を予測した上位数メンバーによる予測値と、解析値 (緑線) は、ほぼ同じ値を示していることが分かる。一方、予測におけるアンサンブル平均値 (赤線) は解析値 (緑線) に比べ、ブロッキング強度を小さく予測している。以上の結果より、12 月 28 日を初期日とするブロッキング強度のアンサンブル予報において、ブロッキング強度が過小に予測されていることが分かる。さらに、図 4.2.5b より、初期日から予測 7 日目までの予測期間について、スプレッド (紫線) は単調増加していることが分かる。また、図 4.1.5b に示された、エピソード E4 に比べると、スプレッドの大きさはやや小さい。

4.2.3 アンサンブル初期摂動の成長における線型性評価

ここでは、12 月 28 日の初期摂動について、摂動の線形成長という仮定が妥当でなくなる、おおよその予測期間を、空間相関を用いて見積もる。ここで用いた手法については、2.4 節で記述した通りである。12 月 28 日を初期日とするアンサンブル予報における、'twin' ペアの空間相関を図 4.2.6 に示す。この図より、予測 1 日~2 日目では、全ての 'twin' ペアが -0.25 以下の空間相関を示している。また、予測 3 日目においても、全 25 のペアのうち 23 の 'twin' ペアが -0.25 以下の値を示している。しかし、予測 4 日目には、9 個の 'twin' ペアが -0.25 以下の値を示し、さらに、予測 5 日目には、全 25 のペアのうち 24 の 'twin' ペアが -0.25 以上の値を示している。従って、摂動の線形成長という仮定が概ね妥当である予測期間は、12 月 28 日を初期日とする予測 1 日~4 日目であると判断した。

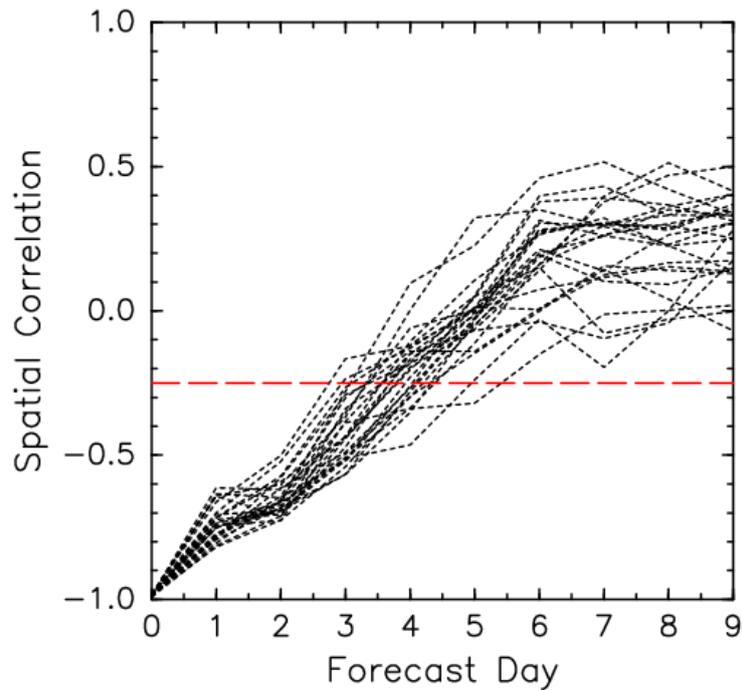


図 4.2.6: 図 4.1.6 と同じ. 但し, 2007 年 12 月 28 日を初期日とする, 初期日から予測 9 日目までの, 25 個の 'twin' ペアによる空間相関の変動.

初期日	12 月 28 日
検証日	予測 4 日目 (2008 年 1 月 1 日: ブロッキング形成日)
検証領域	ブロッキング領域 ($50^{\circ} \sim 80^{\circ}\text{N}$, $0^{\circ}\text{E} \sim 80^{\circ}\text{E}$)

表 4.2.1: 検証日, 検証領域の定義.

4.2.4 簡易感度解析による高感度領域の検出

ここでは, 第 4.1.4 節と同様に, Enomoto *et al.* (2007) の簡易感度解析を用いて, 2007 年 12 月 28 日を初期日とする予測について, どのような初期摂動場がブロッキング形成の予測に最も大きな影響を与えたのかについて調べる. この事例における, 検証日, 検証領域の定義を, 表 4.2.1 に示す. なお, 検証日については, 前節で示した空間相関の解析結果に基づいて, 予測 1 日 ~ 4 日目の範囲内で定義した. 12 月 28 日を初期値とする, 4 日目の予測値における, 検証領域に対する高感度領域の分布を図 4.2.7 に示す. この図で, 高感度領域 (カラー) と 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分 (コンター) との対応を見ると, 検証領域 (図中の赤線で囲った領域) の上流側の北米東岸付近 (40°N , 70°W 付近) に, 弱い低気圧性偏差 (コンター, 図中の 'A') が存在し, その周辺に高感度領域 (カラー) が分布していることが分かる. また, 低気圧性偏差の中心付近にも, 高感度領域が分布していることから, 初期日における低気圧性偏差の振幅の摂動が, ブロッキング形成の予測に大きな影響を与えている可能性が考えられる. 一方, その他の領域においても, 高感度領域が点在しているが, 高周波変動成分に伴う高度場偏差 (コンター) との対応は認められない.

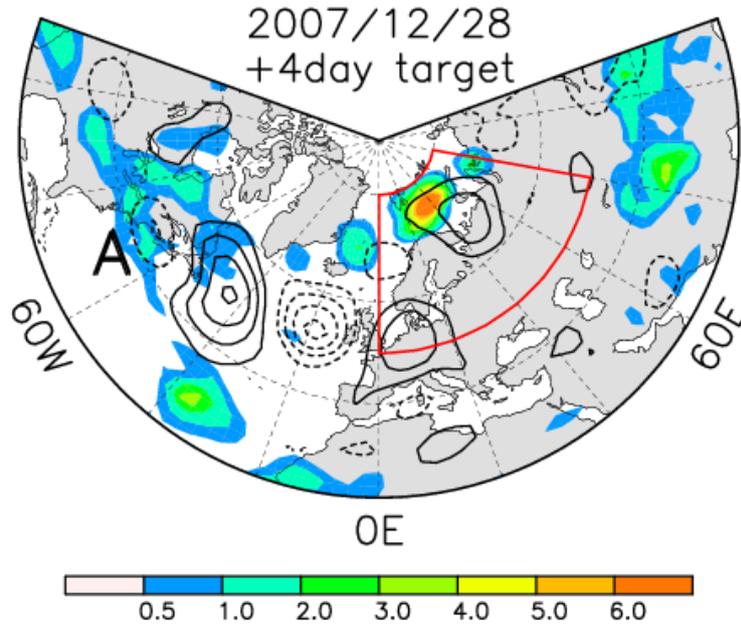


図 4.2.7: 図 4.1.7 と同じ. 但し, 2007 年 12 月 28 日における, 予測 4 日目の検証領域に対する高感度領域であり, コンターは 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分 (50 gpm 間隔).

以下では, この低気圧性偏差 (図 4.2.7 の 'A') 付近の高感度領域に着目し, この付近の摂動が, どのようにブロッキング形成の予測に大きな影響を与えるのかについて, 300hPa 高度場のスプレッドの時間発展を用いて調べる. このため, 2007 年 12 月 28 日初期日からの, 初期日, 予測 1 日 ~ 5 日目における, 300hPa 高度場のスプレッドの分布について, 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分との対応関係を図 4.2.8 に, 300hPa 高度場との対応関係を図 4.2.9 に示す.

まず, 図 4.2.8 より, スプレッド (カラー) と 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分 (総観規模擾乱場, コンター) との対応を調べる. 初期日から予測 1 日目にかけて (図 4.2.8a, b), 低気圧性偏差が, 北米東岸 (40°N , 70°W 付近, 図中の 'A') から北大西洋西部 (40°N , 50°W 付近) まで東進し, その中心付近にスプレッドの極大域が見られる. このことから, スプレッドの極大は, 各メンバー間での予測された低気圧性偏差の振幅の差に起因している. 予測 2 日目 (図 4.2.8c) においても, 予測 1 日目よりさらに東進した 50°N , 30°W 付近の低気圧性偏差 (図中の 'A') の中心付近に, スプレッドの極大域が見られる. しかしながら, 予測 3 日 ~ 5 日目にかけては (図 4.2.8d ~ f), スプレッドの極大域と低気圧性偏差の中心付近との対応が見られず, スプレッドの極大域は低気圧性偏差からやや下流側にずれた領域に存在し, 検証領域の西端付近に位置している. このことから, スプレッドの極大域は, 予測された総観規模擾乱の位相の, 各メンバー間での差を表していると考えられる.

次に, 図 4.2.9 より, スプレッド (カラー) と 300hPa 高度場 (コンター) との対応を調べる. 予測 1 日 ~ 2 日目 (図 4.2.9b ~ c) では, 総観規模の低気圧性偏差に対応したトラフ (コンター) の中心付近にスプレッドの極大域が存在している. その後, 予測 3 日 ~ 5 日目 (図 4.2.9d ~ f) にかけては, スプレッドの極大域が, 上層のジェット領域 (300hPa 高度の水平傾度の大きな領域) に沿って, 下流側へ移動していく様子を見てとることができる. このことから, 図 4.2.8 より示された, 各メンバー間での総観規模擾乱の位相の差は, 上層のジェッ

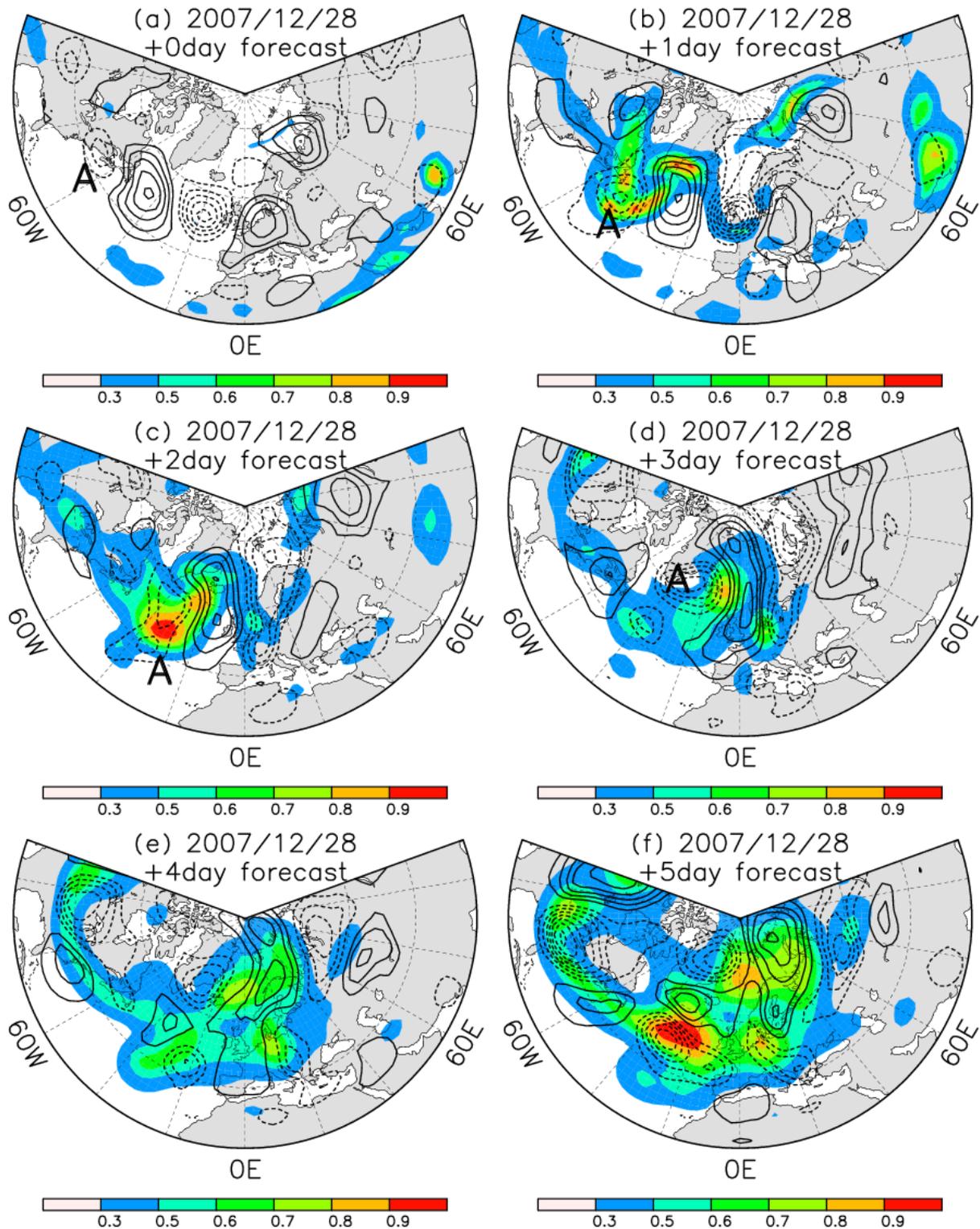


図 4.2.8: 2007 年 12 月 28 日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド (カラー) の分布. 但し, (a) 初期日, (b) 予測 1 日目, (c) 予測 2 日目, (d) 予測 3 日目, (e) 予測 4 日目, (f) 予測 5 日目のスプレッド. スプレッドは, 予測日とともに大きく増加するため, 各予測日ごとに, 北半球域 (20°N ~ 90°N) におけるスプレッドの最大値で規格化した. 各予測日の, 解析値の 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分を, コンター (40 gpm 間隔) で示した.

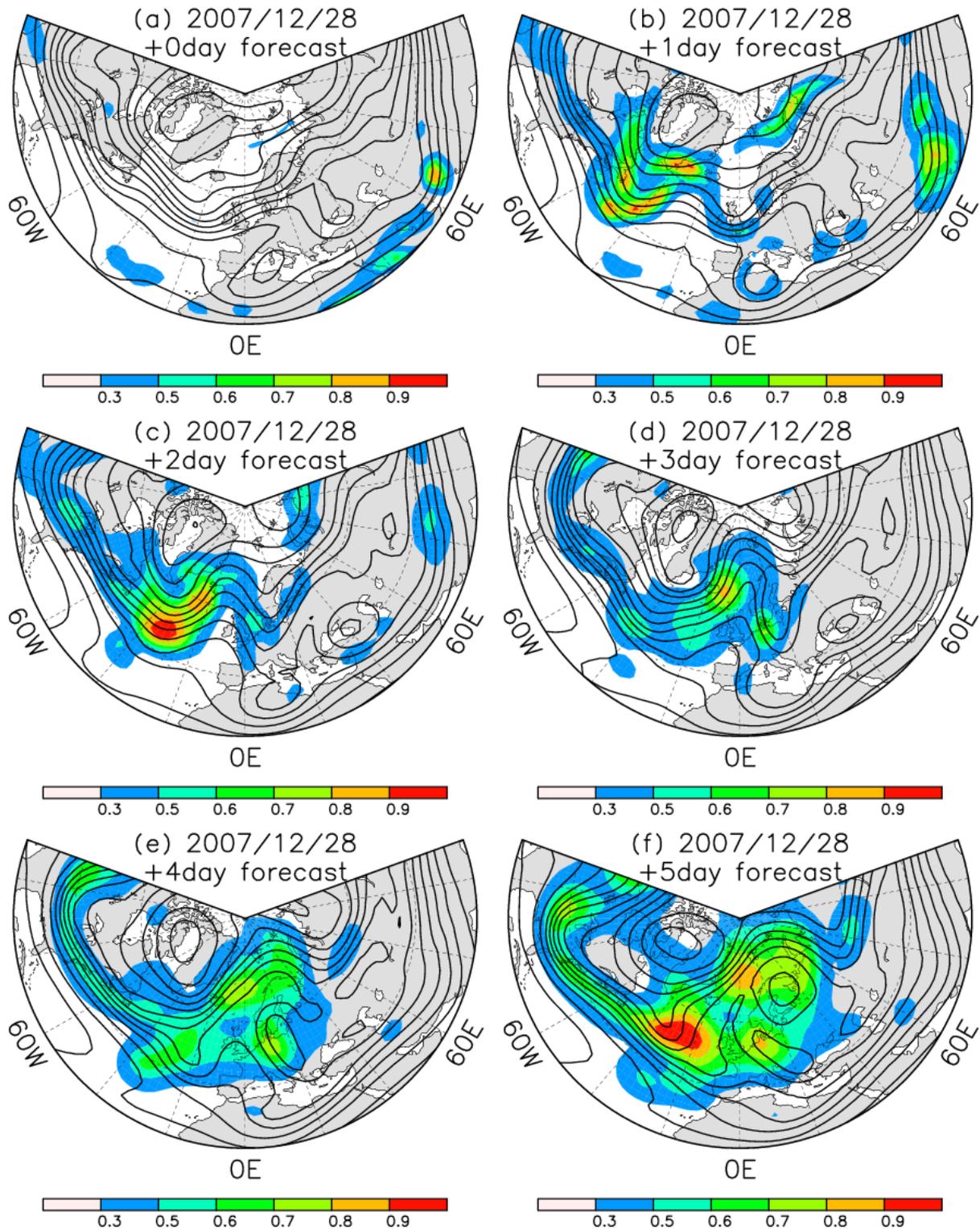


図 4.2.9: 2007 年 12 月 28 日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド (カラー) の分布. 但し, (a) 初期日, (b) 予測 1 日目, (c) 予測 2 日目, (d) 予測 3 日目, (e) 予測 4 日目, (f) 予測 5 日目のスプレッド. スプレッドは, 予測日とともに大きく増加するため, 各予測日ごとに, 北半球域 (20°N ~ 90°N) におけるスプレッドの最大値で規格化した. 各予測日の, 解析値の 300hPa 高度場を, コンター (120 gpm 間隔) で示した.

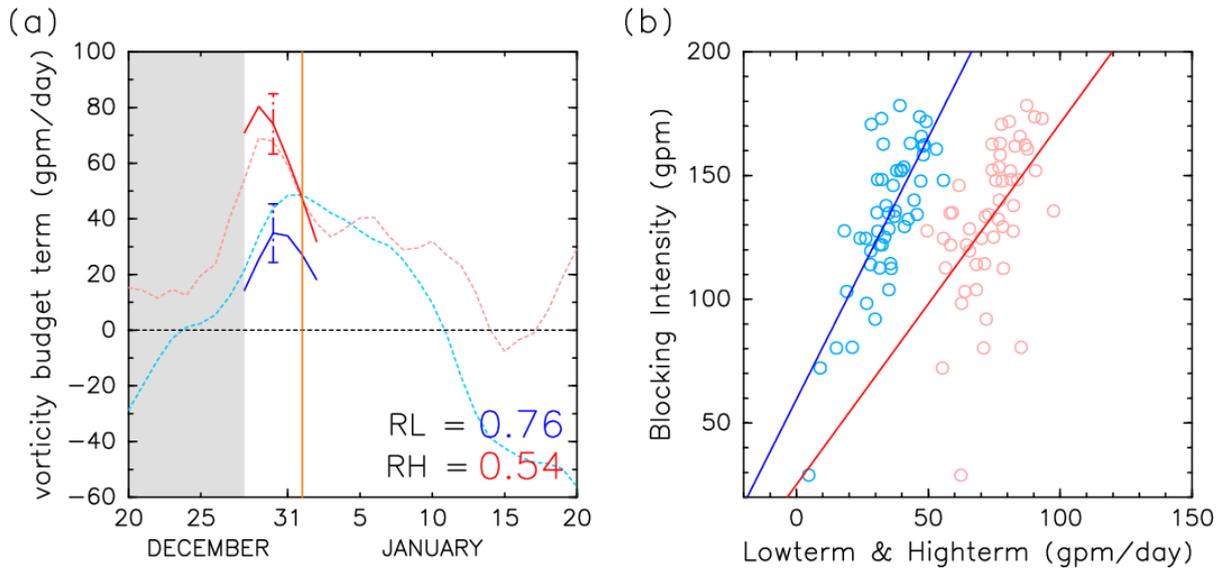


図 4.2.10: 図 4.1.10 と同じ. 但し, 青実線, 赤実線は, 2007 年 12 月 28 日を初期日とする, Lowterm, Highterm のアンサンブル平均値. 水色点線, 桃色点線は, それぞれ, 2007 年 12 月 20 日から 2008 年 1 月 20 日までの解析値による, Lowterm, Highterm の時系列.

トの強さの, 各メンバー間での差に伴って生じた可能性が考えられる.

この結果より, 初期日, あるいは予測期間の前半に, 総観規模擾乱に対応した低気圧性偏差の振幅の差に伴うスプレッドが存在し, そのスプレッドが, 上層のジェットに沿って下流側へ移動することによって, 検証領域でのスプレッドが増大した可能性が考えられる. また, 予測された総観規模擾乱の振幅の, 各メンバー間での差だけでなく, ジェットの強さの, 各メンバー間での差が原因と考えられる総観規模擾乱の位相差もまた, 確認された. このことから, 検証領域でのスプレッドを増大させる過程に, 高周波変動成分 (総観規模擾乱) と, 低周波変動成分 (上層のジェット) の両者が寄与していると考えられる. 以上より, 低周波/高周波変動成分の両者が, ブロッキング形成の予測可能性に影響を与えた可能性が示唆される.

4.2.5 低/高周波変動の渦度収支に基づく相関解析

ここでは, 4.1.5 節と同様に, ブロッキング形成の予測が, 低周波/高周波変動成分のどちらにより鋭敏に関連するのかを, 低/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散量を用いた相関解析によって調べる. 2007 年 12 月 20 日から 2008 年 1 月 20 日までの期間において, 解析値に基づいて求められた Lowterm (水色点線), Highterm (桃色点線) の時間変動を, 図 4.2.10a に示す. また, 12 月 28 日を初期日とするアンサンブル予報を用いて求めた, Lowterm, Highterm の初期日 ~ 予測 5 日目までのアンサンブル平均値を, それぞれ青実線, 赤実線で示す. ただし, ここで示した Lowterm, Highterm の値は, ブロッキング領域 ($50^{\circ}\text{N} \sim 80^{\circ}\text{N}$, $0^{\circ}\text{E} \sim 80^{\circ}\text{E}$) で平均した値である. はじめに, 解析値の時系列を見ると, 予測期間である 12 月 29 日から 1 月 2 日の期間では, Lowterm, Highterm とともに正の値であり, Highterm が Lowterm に比べて大きな値を示している. このことは, 低/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散は, ブロッキング高気圧を強める効果を持ち, その

効果は高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散の方が大きいことを示している。次に、予測値に着目すると、12月28日からの予測2日目における、アンサンブル平均値は、Lowterm(青実線)、Highterm(赤実線)ともに、正の値で、Lowterm、Hightermともに、解析値とほぼ同じ値を示していることが分かる。また、予測2日目における両者のスプレッドは、ほぼ同じであることが分かる(青色、赤色で示したエラーバー)。ここで、両者の2日目の予測値と、ブロッキング強度の4日目の予測値との相関係数(図4.2.10aの右下に表記した、 R_L , R_H の値)を見ると、 $R_L(=0.76)$ は $R_H(=0.54)$ よりも大きいですが、その値は両者ともに、99%以上の有意水準で統計的に有意である。

次に、12月28日を初期日とする、各メンバーのLowterm、Hightermの2日目の予測値と、ブロッキング強度の4日目の予測値の関係を示した散布図を、図4.2.10bに示す。この図からも、Lowterm(水色の印)、Highterm(桃色の印)ともに、その2日目の予測値とブロッキング強度の4日目の予測値との間には、正の比例関係を確認することができ、回帰直線(青実線、赤実線)もまた、正の傾きを示している。

さらに、予測1日~4日目における、Lowterm、Hightermの予測値と、ブロッキング強度の4日目の予測値との相関係数を表4.2.2に示す。この表より、予測1日~4日目における、Lowterm、Hightermの予測値と、ブロッキング強度の4日目の予測値との関係は、全て99%以上の有意水準(太字)で統計的に有意であることが分かる。この結果は、Lowterm、Hightermの相対的な大きさ、および両者のスプレッドの相対的な大きさの違いに依らず、ブロッキング強度の予測が、Lowterm、Hightermの両者と有意に関係していることを示している。さらに、両者の値の比較から、低周波変動成分がブロッキング強度の予測とより有意に関係することを示している。

以上の結果は、前節で示した簡易感度解析、および300hPa高度場のスプレッドを用いた解析結果と整合的であり、エピソードE14では、低/高周波変動成分の両者がブロッキング形成の予測に大きな影響を与えている可能性が考えられる。

初期日: 12/28	1日予測	2日予測	3日予測	4日予測
R_L	0.76	0.76	0.73	0.68
R_H	0.58	0.54	0.54	0.53

表 4.2.2: 表 4.1.2 と同じ。但し、初期日は、2007年12月28日。

4.3 2009年1月に北太平洋で発生したブロッキングの解析: エピソード P7

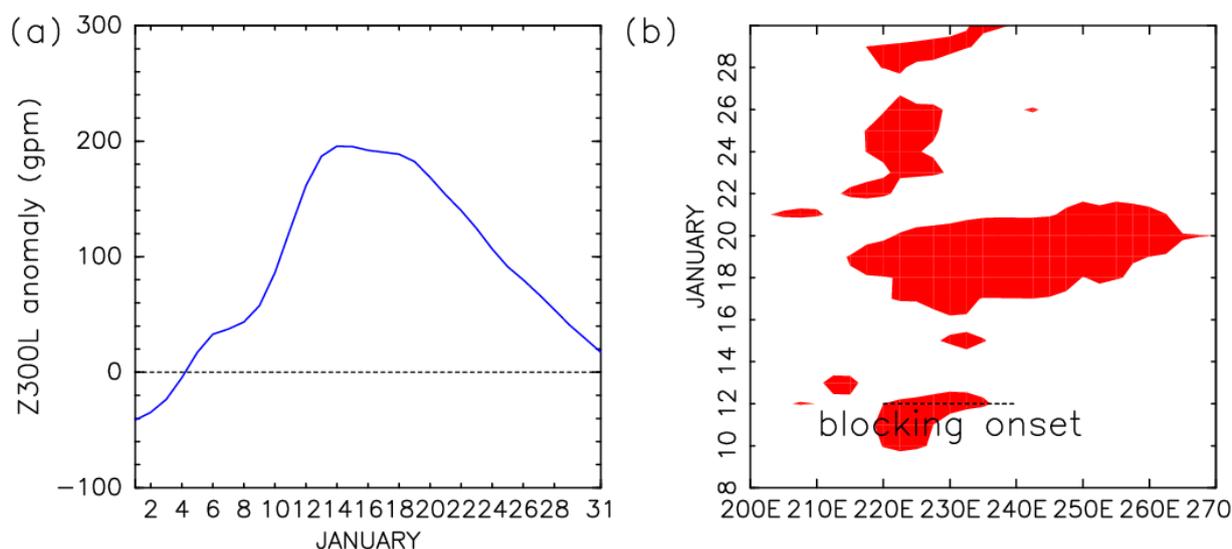


図 4.3.1: (a) 図 4.1.1a と同じ. 但し, 2009 年 1 月 1 日から 31 日までの, ブロッキング強度の時系列. (b) 図 4.1.1b と同じ. 但し, 2009 年 1 月 8 日から 31 日までの, $200^{\circ}\text{E} \sim 270^{\circ}\text{E}$ における, PH03 のブロッキングインデックスの経度-時間断面図.

はじめに, この事例におけるブロッキングの形成日を定義する. 2009 年 1 月 8 日から 31 日までの, 北太平洋中部～北米付近 ($200^{\circ}\text{E} \sim 270^{\circ}\text{E}$) における, ブロッキングインデックスの経度-時間断面図を, 図 4.3.1b に示す. この図より, 1 月 10 日から 12 日にかけて, 北太平洋東部 ($220^{\circ}\text{E} \sim 230^{\circ}\text{E}$ 付近) において, ブロッキングインデックスが正の値を示していることが分かる. また, 1 月 17 日～21 日にかけて, 北太平洋東部～北米付近 ($220^{\circ}\text{E} \sim 260^{\circ}\text{E}$ 付近) において, ブロッキングインデックスが正の値を示している. このことから, 1 月 11 日から 21 日までの期間に, ほぼ同じ領域において, ブロッキングが 2 度発生したとも解釈できる. しかし, 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の分布 (図 4.3.1a と図 4.3.2 を参照) より, ブロッキングインデックスが負の値を示している 13 日から 16 日の期間においても, 強い高気圧性偏差が存在していることを確認できた. 従って, ここでは, ブロッキングインデックスが正の値を示した 2 つの期間を, 同一のブロッキング事例と捉え, ブロッキングの形成日を, 2009 年 1 月 12 日 (図中の 'blocking onset' と表記した日) と定義した.

4.3.1 ブロッキング形成期の総観的特徴

この事例におけるブロッキング形成日である, 2009 年 1 月 8 日から 14 日までの, 2 日ごとの 300hPa 高度場の低周波変動成分を図 4.3.2 に示す. 1 月 8 日の偏差成分 (図 4.3.2a のカラー) に着目すると, 北太平洋東部 ($30^{\circ}\text{N} \sim 50^{\circ}\text{N}$, $200^{\circ}\text{E} \sim 240^{\circ}\text{E}$ 付近) に, 弱い高気圧性偏差 (図中の 'D') が存在し, その上流側の, 北太平洋中部 (40°N , 180°E 付近) の低気圧性偏差 (図中の 'C') から発現する, 弱いエネルギー伝播が見られる (矢印). しかし, 1 月 10 日 (図 4.3.2b) には, 北太平洋中部の低気圧性偏差 ('C') は弱まり, そこから北太平洋東部の

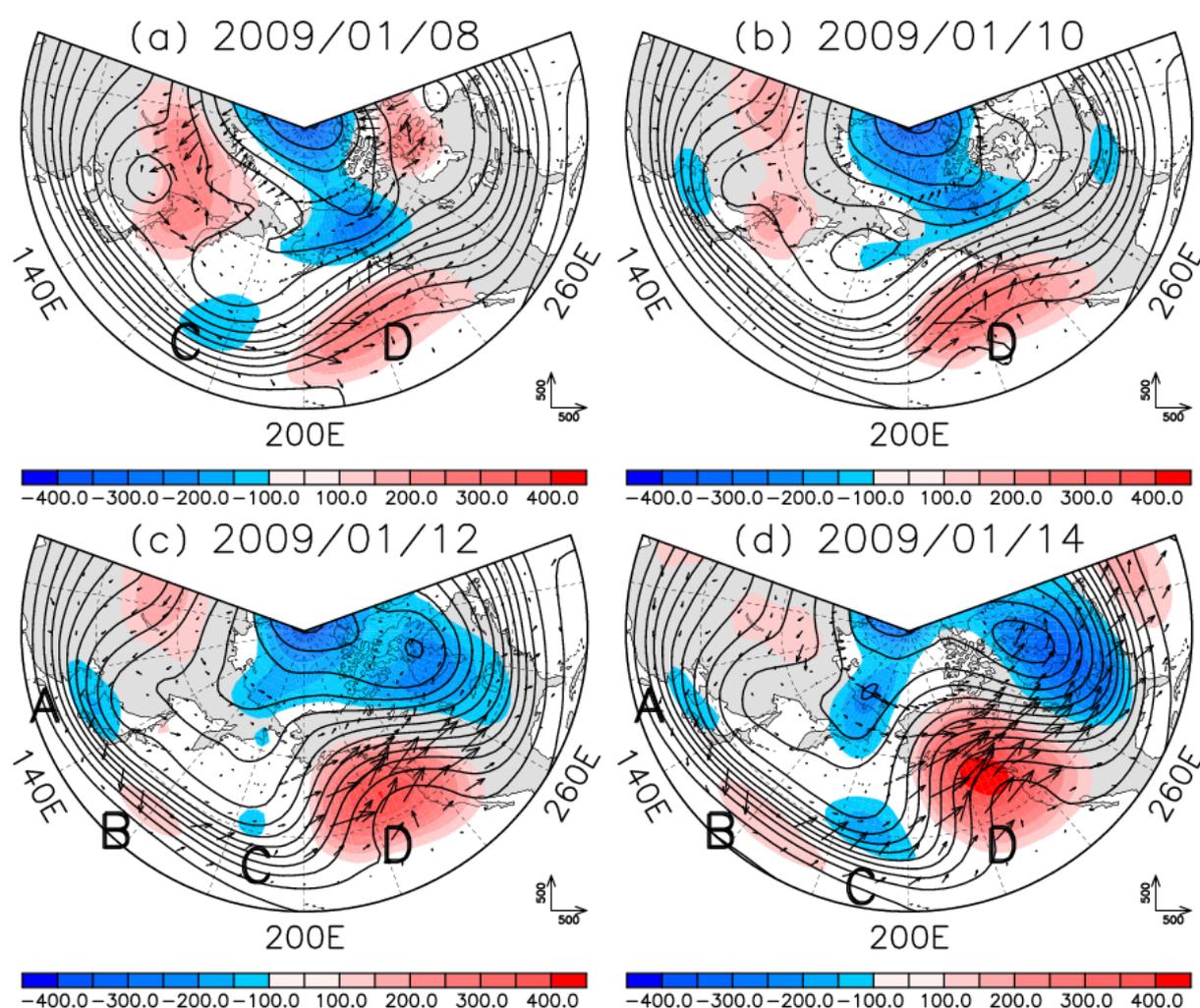


図 4.3.2: 図 4.1.2 と同じ. 但し, (a) 2009 年 1 月 8 日, (b) 1 月 10 日, (c) 1 月 12 日, (d) 1 月 14 日.

高気圧性偏差 (図中の 'D') に向かうエネルギー伝播も弱まっている. さらに, 1 月 12 日の偏差成分 (図 4.3.2c のカラー) を見ると, 40°N , 130°E 付近の低気圧性偏差 (図中の 'A'), 30°N , 160°E 付近の高気圧性偏差 (図中の 'B'), 40°N , 180°E 付近の低気圧性偏差 (図中の 'C') が存在し, 弱いながらも, 'A' の低気圧性偏差から 'D' の高気圧性偏差に向かうエネルギー伝播を見てとることができる. この準定常ロスビー波列, およびエネルギー伝播は, 1 月 14 日 (図 4.3.2d) においても確認することができ, 北太平洋東部の高気圧性偏差 (図中の 'D') の増幅に寄与していると考えられる. この北太平洋東部の高気圧性偏差 (図中の 'D') は, 14 日には, 経度 50° (距離にして約 3000km) に及ぶブロッキング高気圧に成長している. 以上の結果は, 北太平洋西部～中部に存在する準定常ロスビー波列に伴うエネルギー伝播が, 北太平洋東部におけるブロッキングの形成に寄与している可能性を示している.

以下では, ブロッキング高気圧が形成された $30^{\circ}\sim 70^{\circ}\text{N}$, $200^{\circ}\sim 250^{\circ}\text{E}$ の矩形領域 (図 4.3.3) をブロッキング領域と定義し, この領域で平均した 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分を, ブロッキング強度 (単位: gpm) と定義する. 図 4.3.1a に, 2009 年 1 月 1 日から 31 日までの期間における, ブロッキング強度の時間変化を示す. 1 月 4 日から 5 日にかけて, ブロッキング強度が負から正の値に変化し, 1 月 14 日から 18 日の期間に極大を示した後,

徐々に減少していく。

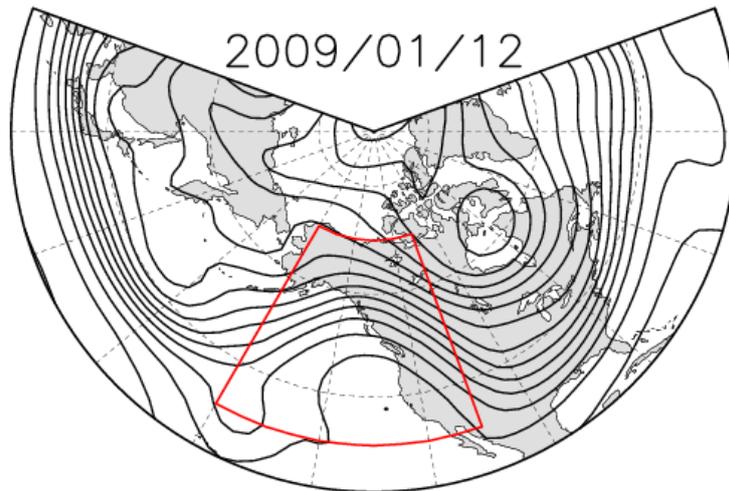


図 4.3.3: ブロッキング領域. 赤枠で囲った矩形領域 ($30^{\circ} \sim 70^{\circ}\text{N}$, $200^{\circ} \sim 250^{\circ}\text{E}$) をブロッキング領域と定義した.

4.3.2 スプレッドを用いた予測可能性評価

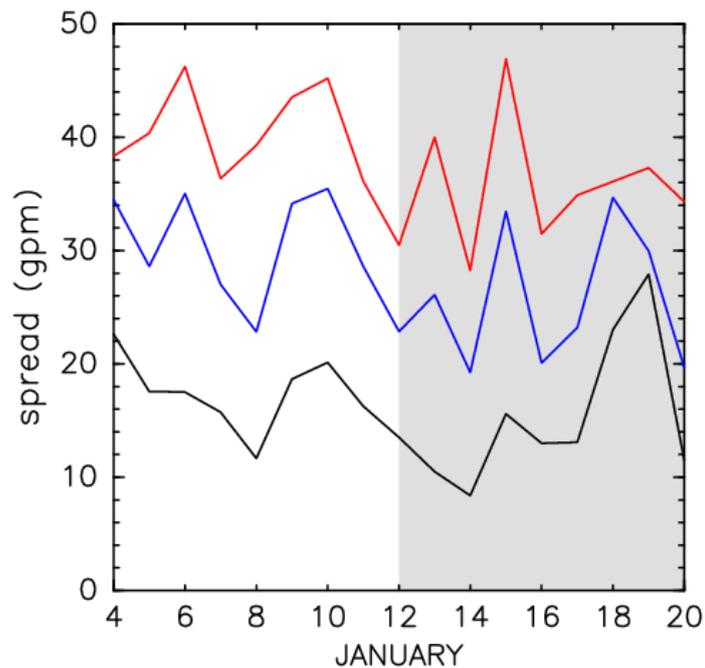


図 4.3.4: 図 4.1.4 と同じ. 但し, 2009 年 1 月 4 日から 20 日までの, ブロッキング強度予測値のスプレッド (単位:gpm) の初期日依存性.

次に, この事例のブロッキング形成期における予測可能性の変動を, 気象庁週間アンサンブル予報データを用いて評価した結果を示す. 予測可能性の評価には, ブロッキング強

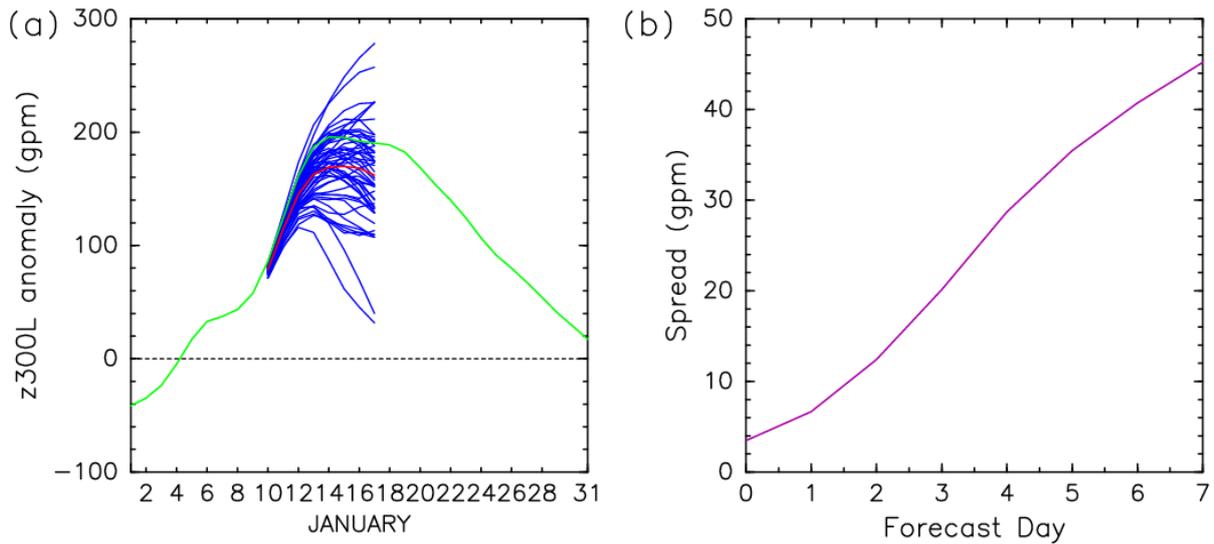


図 4.3.5: (a) 図 4.1.5a と同じ. 但し, 2009 年 1 月 10 日を初期日とする, ブロッキング強度 (単位:gpm) の予測値. (b) 図 4.1.5b と同じ. 但し, 初期日は 2009 年 1 月 10 日.

度 (単位:gpm) のスプレッドを用いた.

2009 年 1 月 4 日から 20 日までの, ブロッキング強度予測値のスプレッドの変動を図 4.3.4 に示す. ここで, 横軸はアンサンブル予報の初期日を表す. この図より, 4.1 節, 4.2 節で示したエピソード E4, E14 に比べると顕著ではないが, ブロッキングの形成日である 1 月 12 日よりも前の数日間で, スプレッドがやや増大していることが分かる. スプレッドの増大は, 予測 3 日 (黒線), 5 日 (青線), 7 日 (赤線) 目の全てに共通して見られる. 特に, 1 月 8 日から 10 日にかけてスプレッドが増加し, 10 日にスプレッドが極大となっている. その後, 12 日 (ブロッキングの形成日) にかけて減少している. この結果は, ブロッキングの形成日以前からの, ブロッキング強度の予測可能性が低いことを示している.

以下では, ブロッキング形成日以前で, スプレッドが大きな値を示した 2009 年 1 月 10 日を初期日とするアンサンブル予報に着目する. 1 月 10 日を初期日とする, 各アンサンブルメンバーでのブロッキング強度 (単位:gpm) の予測値, および, スプレッドの時間変化 (単位:gpm) を図 4.3.5 に示す. 図 4.3.5a より, 予測 1 日~2 日目 (1 月 11 日, 12 日) では, 全てのメンバーが, ブロッキング強度の増加を予測しているが (青線), その増加量は, メンバーによって異なる. 予測 3 日~7 日目 (1 月 13 日~17 日) では, ブロッキング強度が減少, あるいはほぼ同じ値で経過すると予測するメンバーが存在し, ブロッキングが形成することを全く予測できていないメンバーが存在することが分かる. 予測 7 日目における予測値 (青線) に着目すると, 最大のブロッキング強度を予測したメンバーでは 250gpm 以上, 最小のブロッキング強度を予測したメンバーでは 50gpm 以下の値を予測している. さらに, 各メンバーの予測値 (青線) と解析値 (緑線) の比較より, 解析値 (緑線) を上回るブロッキング強度を予測したメンバー数 (13 メンバー) は, 解析値を下回る値を予測したメンバー数 (38 メンバー) に比べ, 少ないことが分かる. このため, 予測のアンサンブル平均値 (赤線) は, 解析値 (緑線) よりも小さなブロッキング強度となっている. 以上の結果は, 1 月 10 日を初期日とするアンサンブル予報では, ブロッキング強度が過小に予測されていることを示している. さらに, 図 4.3.5b より, 初期日から予測 7 日目までの予測期間において, ブロッキ

ング強度のスプレッド(紫線)は単調増加していることが分かる。しかし、図 4.1.5b に示されたエピソード E4 や、図 4.2.5b に示されたエピソード E14 に比べると、スプレッドの大きさは小さい。

4.3.3 アンサンブル初期摂動の成長における線型性評価

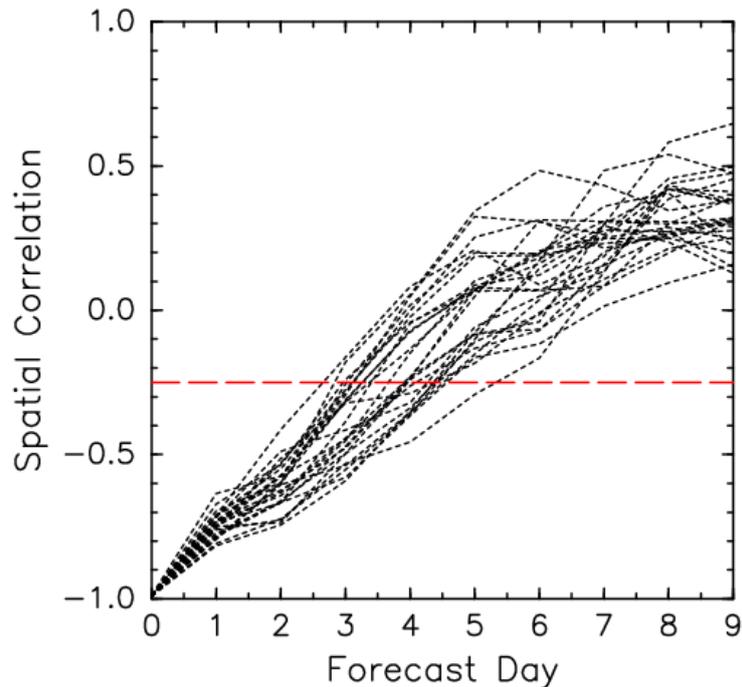


図 4.3.6: 図 4.1.6 と同じ。但し、2009 年 1 月 10 日を初期日とする、空間相関の変動。

初期日	2009 年 1 月 10 日
検証日	予測 2 日目 (1 月 12 日: ブロッキング形成日)
検証領域	ブロッキング領域 (30° ~ 70°N, 200°E ~ 250°E)

表 4.3.1: 検証日、検証領域の定義。

ここでは、1 月 10 日の初期摂動について、摂動の線形成長という仮定が妥当でなくなる、おおよその予測期間を、空間相関を用いて見積もる。ここで用いた手法は、2.4 節で記述した通りである。1 月 10 日を初期日とするアンサンブル予報における、'twin' ペアの空間相関の変動を図 4.3.6 に示す。この図より、予測 1 日 ~ 2 日目では、全ての 'twin' ペアが -0.25 以下の空間相関を示している。また、予測 3 日目においても、3 ペアを除く、22 の 'twin' ペアが -0.25 以下の値を示している。しかし、予測 4 日目には、全 25 ペアのうち 16 ペアが -0.25 以上の値を示し、さらに、予測 5 日目には、全 25 ペアのうち 24 ペアが -0.25 以上の値を示している。従って、摂動の線形成長という仮定が概ね妥当である予測期間は、1 月 10 日を初期日とする予測 1 日 ~ 4 日目であると判断した。

4.3.4 簡易感度解析による高感度領域の検出

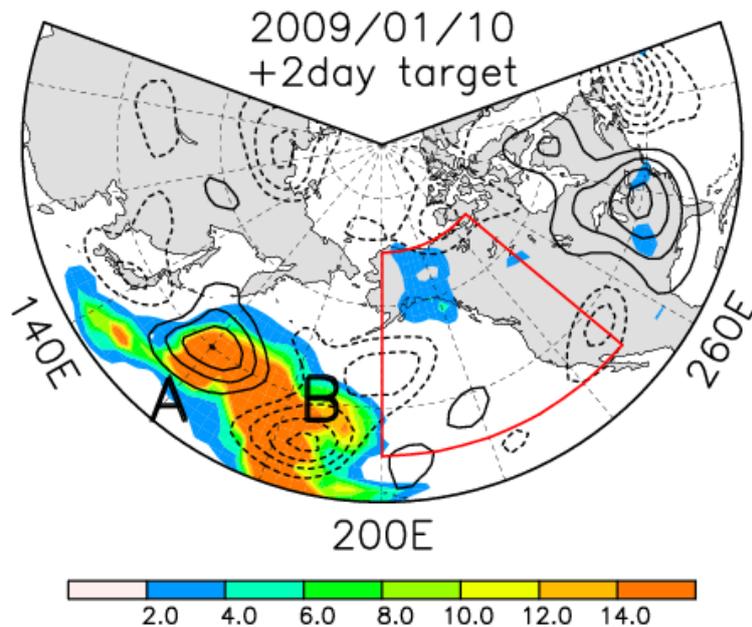


図 4.3.7: 図 4.1.7 と同じ. 但し, 2009 年 1 月 10 日における, 予測 2 日目の検証領域に対する高感度領域であり, コンターは, 1 月 10 日の 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分 (50gpm 間隔).

ここでは, 第 4.1.4 節と同様に, Enomoto *et al.* (2007) の簡易感度解析を用いて, 2009 年 1 月 10 日を初期日とする予測について, どのような初期摂動場がブロッキング形成の予測に最も大きな影響を与えるのかについて調べた. この事例における, 検証日, 検証領域の定義を表 4.3.1 に示す. なお, 検証日については, 前節で示した空間相関の解析結果に基づいて, 予測 1 日 ~ 4 日目の範囲内で定義した. 1 月 10 日を初期値とする, 2 日目の予測値における, 検証領域に対する高感度領域の分布を図 4.3.7 に示す. この図より, 高感度領域 (カラー) と 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分 (コンター) との対応を見ると, 検証領域 (図の赤線で囲った領域) の上流側の, 北太平洋西部 ~ 中部 ($30^{\circ}\text{N} \sim 40^{\circ}\text{N}$, $140^{\circ} \sim 200^{\circ}\text{E}$ 付近) に, 総観規模擾乱に伴う高/低気圧性偏差 (コンター, 図中の 'A', 'B') が存在し, その付近に強い高感度領域 (カラー) が分布していることが分かる. また, 高/低気圧性偏差 (図中の 'A', 'B') の中心付近に高感度領域が存在していることから, 初期日における総観規模擾乱の振幅の摂動が, ブロッキング形成の予測に大きな影響を与えている可能性が考えられる.

以下では, この総観規模擾乱付近の高感度領域に着目し, この付近の摂動が, どのようにブロッキング形成の予測に大きな影響を与えるのかについて, 300hPa 高度場のスプレッドの時間発展を用いて調べる. 1 月 10 日初期日からの, 初期日, 予測 1 日 ~ 3 日目における, 300hPa 高度場のスプレッドの分布について, 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分との対応関係を図 4.3.8 に, 300hPa 高度場との対応関係を図 4.3.9 に示す.

まず, 図 4.3.8 より, スプレッド (カラー) の分布と 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分 (総観規模擾乱場, コンター) との対応を調べる. 初期日 (図 4.3.8a) を見ると, 高感度領域が分布していた 40°N , 160°E 付近の高気圧性偏差 (図中の 'A') の中心付近と, 30°N , 180°E 付近の低気圧性偏差 (図中の 'B') の中心付近で, スプレッドが大きな値を示している. 予測 1 日目 (図 4.3.8b) では, 初期日に見られた, 高/低気圧性偏差がやや発達しながら東進し

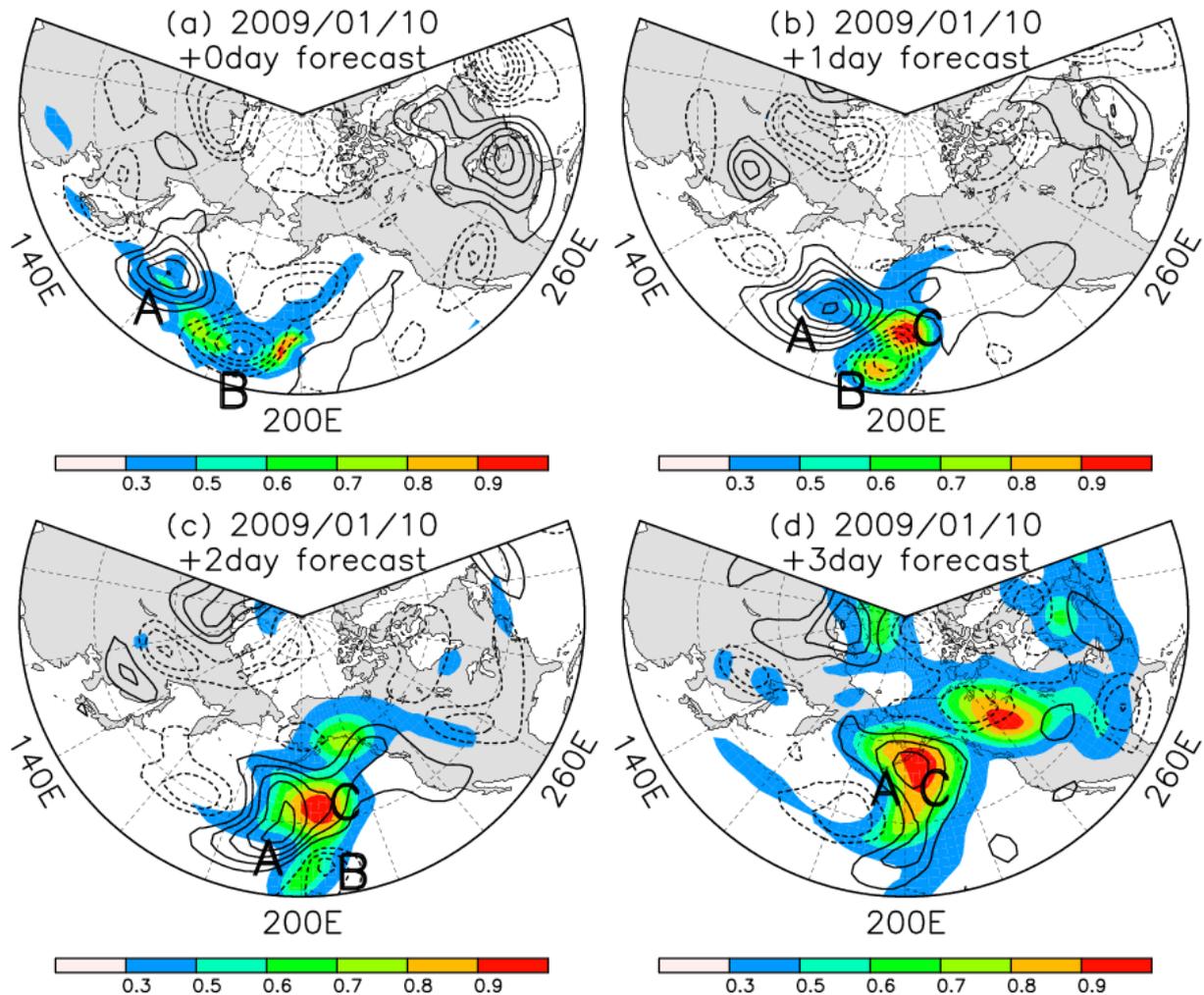


図 4.3.8: 図 4.2.8 と同じ. 但し, 2009 年 1 月 10 日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド.

(図中の 'A', 'B'), その中心付近にスプレッドの極大域が見られる. 特に, 30°N , 200°E 付近の低気圧性偏差 (図中の 'B') の中心付近に, スプレッドの顕著な極大域が存在する (図中の 'C'). このことは, スプレッドの極大は, 予測された総観規模擾乱 (特に, 低気圧性偏差 (図中の 'B')) の振幅の大きさが各メンバー間で異なることを示している. 予測 2 日目 (図 4.3.8c) では, 総観規模擾乱に伴う高/低気圧性偏差は, 予測 1 日目よりさらに東進している (図中の 'A', 'B'). これに対して, スプレッドの極大域は, 予測 1 日目より北東側へシフトし, 検証領域 ($30^{\circ} \sim 70^{\circ}\text{N}$, $200^{\circ}\text{E} \sim 250^{\circ}\text{E}$) に侵入し (図中の 'C'), 低気圧性偏差 (図中の 'B') との対応が見られない. その後, 予測 3 日目 (図 4.3.8d) では, 低気圧性偏差 ('B') は減衰し, その存在を図で確かめることができない. 一方, 総観規模擾乱に対応した高気圧性偏差は, 予測 2 日目より北東進している (図中の 'A'). スプレッドの極大域もまた, 北東進しており, 検証領域の西端付近に存在している (図中の 'C'). ここで, 予測 1 日目には, スプレッドの極大域は低気圧性偏差 (図中の 'B') の中心付近に存在していたが, 予測 3 日目では低気圧性偏差と対応しておらず, スプレッドの極大域は低気圧性偏差 ('B') からやや下流側にずれた領域に存在していることが分かる. このことから, スプレッドの極大域は, 各メンバー間での総観規模擾乱の位相の差を表していると考えられる.

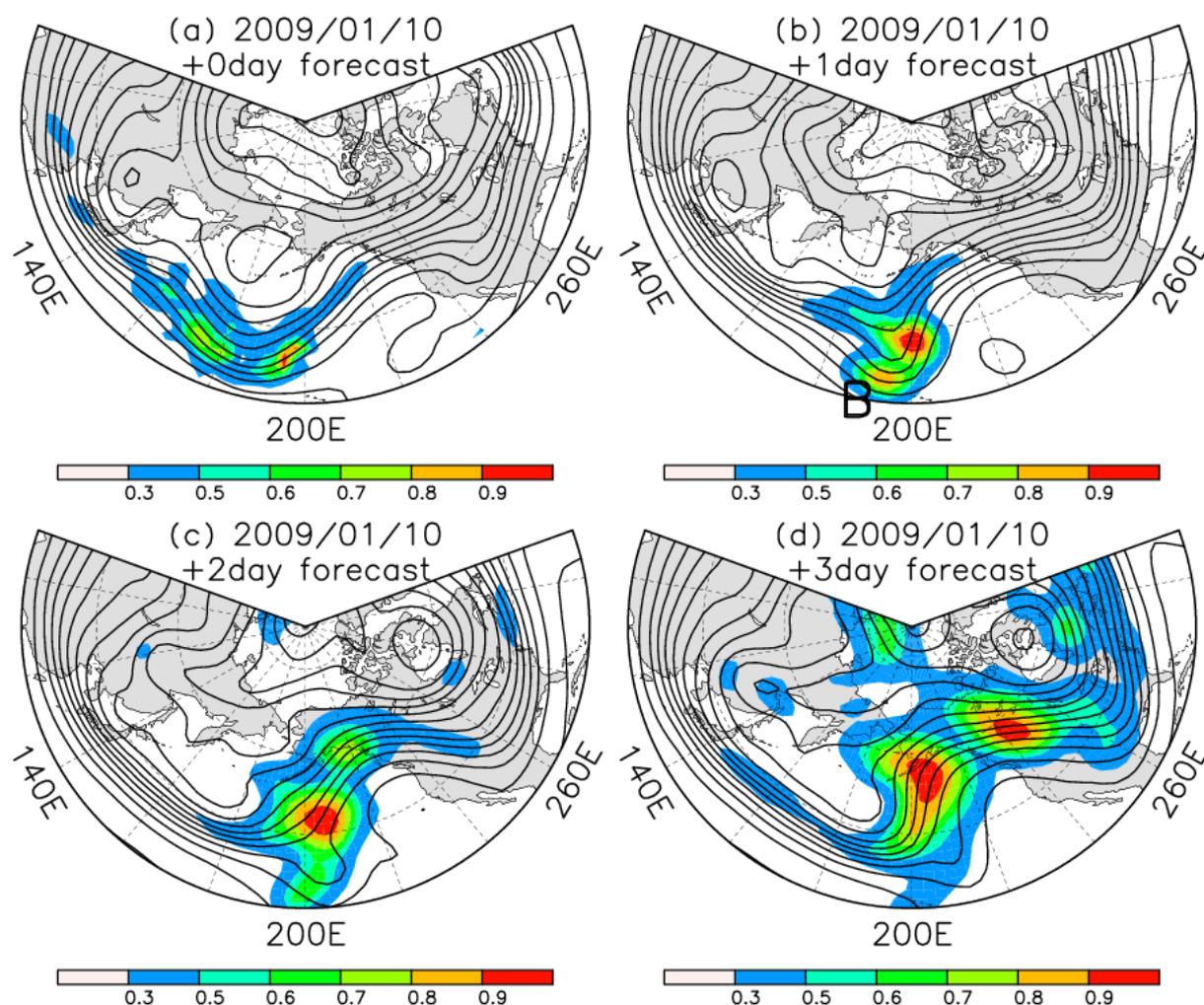


図 4.3.9: 図 4.2.9 と同じ. 但し, 2009 年 1 月 10 日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド.

次に, 図 4.3.9 より, スプレッド (カラー) と 300hPa 高度場 (コンター) との対応を調べる. 初期日 (図 4.3.9a) を見ると, 総観規模擾乱に対応したスプレッドの極大域が, 上層のジェット領域 (300hPa 高度の水平傾度の大きな領域) に沿って分布していることが分かる. この特徴は, 予測 1 日目 (図 4.3.9b) においても見られ, 総観規模擾乱に伴う低気圧性偏差 ('B') に対応したトラフ (コンター) の中心付近に, スプレッドの極大域が存在している. その後, 予測 2 日~3 日目 (図 4.3.9c, d) では, スプレッドの極大域が, 上層のジェットに沿って北東側へ移動し, 検証領域に侵入する様子を見てとることができる. このことから, 図 4.3.8 より示された, 各メンバー間での総観規模擾乱の位相の差は, 予測された上層のジェットの強さの, 各メンバー間での差に伴って生じた可能性が考えられる.

この結果より, 初期日, あるいは予測期間の前半に, 総観規模擾乱に対応した高/低気圧性偏差の振幅の差に伴うスプレッドが存在し, そのスプレッドが, 上層のジェットに沿って下流側へ移動することによって, 検証領域でのスプレッドが増大した可能性が考えられる. また, 各メンバー間での総観規模擾乱の振幅の差だけでなく, ジェットの強さの各メンバー間での差が原因と考えられる, 総観規模擾乱の位相差もまた, 確認された. このことから, 検証領域でのスプレッドを増大させる過程に, 総観規模擾乱 (高周波変動成分) と, 上層の

ジェット (低周波変動成分) の両者が寄与していると考えられる。以上より、低/高周波変動成分の両者が、ブロッキング形成の予測可能性に影響を与えたことが考えられる。また、この結果は、4.2.4 節で示された、エピソード E14 の解析結果と同様である。

4.3.5 低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析

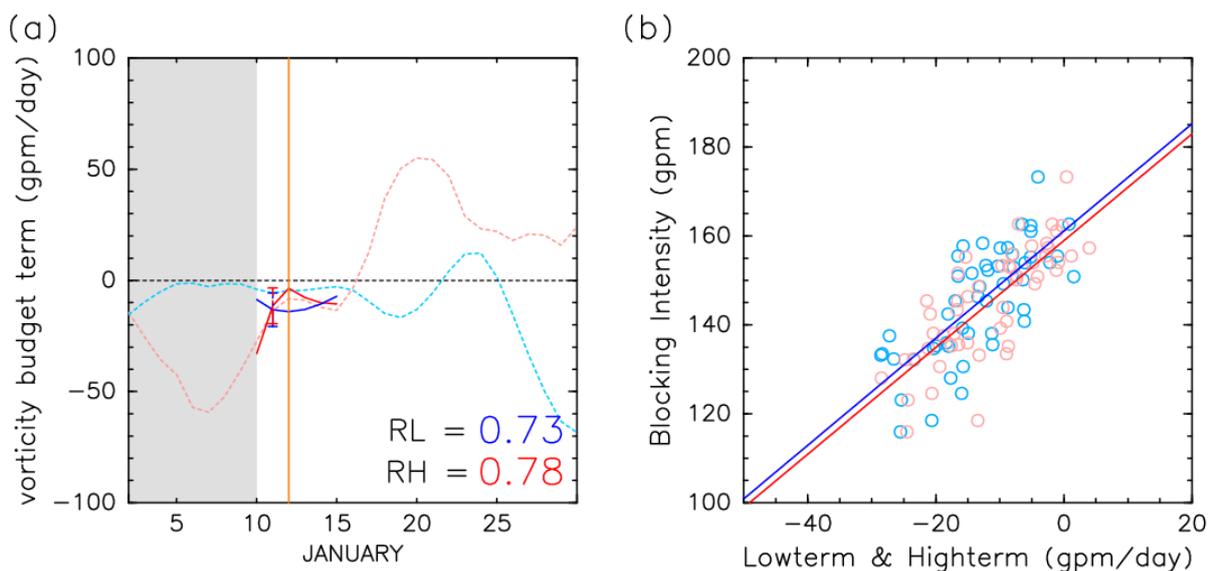


図 4.3.10: 図 4.1.10 と同じ。但し、青実線、赤実線は、2009 年 1 月 10 日を初期日とする、Lowterm, Highterm のアンサンブル平均値。水色点線、桃色点線は、それぞれ、1 月 1 日から 31 日までの解析値による Lowterm, Highterm の時間変動。 R_L , R_H は、それぞれ、Lowterm, Highterm の 1 日目の予測値とブロッキング強度の 2 日目の予測値との相関係数。

ここでは、ブロッキング形成の予測が、低周波/高周波変動成分のどちらにより鋭敏に関連するのかを、低周波/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散量を用いた相関解析によって調べる。1 月 1 日から 31 日までの期間において、解析値に基づいて求められた、Lowterm(水色点線)、Highterm(桃色点線) の時間変動を、図 4.3.10a に示す。また、1 月 10 日を初期日とするアンサンブル予報を用いて求めた、Lowterm, Highterm の初期日～予測 5 日目までのアンサンブル平均値を、それぞれ青実線、赤実線で示す。ただし、ここで示した Lowterm, Highterm の値は、ブロッキング領域 ($30^{\circ}\text{N} \sim 70^{\circ}\text{N}$, $200^{\circ}\text{E} \sim 250^{\circ}\text{E}$) で平均した値である。はじめに、解析値の時系列を見ると、予測期間である 1 月 11 日から 12 日までの期間では、Lowterm, Highterm とともに負の値で、しかもほぼ同じ値を示している。このことは、低/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散は、ブロッキング高気圧を弱める効果を持ち、その効果はほぼ同じ大きさであることを示している^{*1}。次に、予測値に着目すると、1 月 10 日からの予測 1 日目におけるアンサンブル平均値は、Lowterm(青実線)、Highterm(赤実線) とともに負の値で、Lowterm, Highterm とともに、解析値とほぼ同じ値

^{*1}この事例では、Lowterm, Highterm とともに負の値を示していた。このことから、低周波/高周波変動に伴う渦度フラックスの収束発散がブロッキング高気圧の形成に寄与していないと解釈されるが、その他の渦度収支項 (2.7 節の式 (2.45) で示した各項) を解析した結果、線形項である発散項 (式 (2.45) の ξ_3) がブロッキング高気圧を強める効果を持っていることを確認できた。ここでは、低周波/高周波変動成分を、それぞれ渦度収支の非線形項である Lowterm, Highterm で評価しているため、この 2 項のみに着目し、後の解析を行うことにする。

を示していることが分かる。また、予測1日目における Lowterm, Highterm の両者のスプレッドも、ほぼ同じである(青色, 赤色で示したエラーバー)。ここで、Lowterm, Highterm の両者の1日目の予測値と、ブロッキング強度の2日目(図 4.3.10a に橙線で示した日)の予測値との相関係数(図 4.3.10a の右下に表記した、 R_L , R_H の値)を見ると、 $R_L(=0.73)$, $R_H(=0.78)$ は、ほぼ同じ値で、ともに高い相関を示し、両者ともに、99%以上の有意水準で統計的に有意である。

次に、1月10日を初期日とする、各メンバーの Lowterm, Highterm の1日目の予測値と、ブロッキング強度の2日目の予測値の関係を示した散布図を、図 4.3.10b に示す。この図からも、Lowterm(水色の印), Highterm(桃色の印)ともに、その1日目の予測値とブロッキング強度の2日目の予測値との間には、正の比例関係を確認することができ、回帰直線(青実線, 赤実線)もまた、正の傾きを示している。

さらに、予測1日~2日目における、Lowterm, Highterm の予測値と、ブロッキング強度の2日目の予測値との相関係数を表 4.3.2 に示す。この表より、予測1日, 2日目における、Lowterm, Highterm の予測値と、ブロッキング強度の2日目の予測値との関係は、全て99%以上の有意水準(太字)で統計的に有意であることが分かる。この結果は、Lowterm, Highterm の両者が、ブロッキング形成の予測に対して、ほぼ同じ大きさで影響することを示している。

以上の結果は、前節で示した簡易感度解析、および300hPa高度場のスプレッドを用いた解析結果と整合的であり、ブロッキングエピソード P7 では、低/高周波変動成分の両者がブロッキング形成の予測にほぼ同等の影響を与えている可能性が考えられる。

初期日: 1/10	1日予測	2日予測
R_L	0.73	0.75
R_H	0.78	0.73

表 4.3.2: 表 4.1.2 と同じ。但し、2009年1月10日を初期日とする、予測1日~2日目の期間。

4.4 2008年1月に北太平洋で発生したブロッキングの解析: エピソード P8

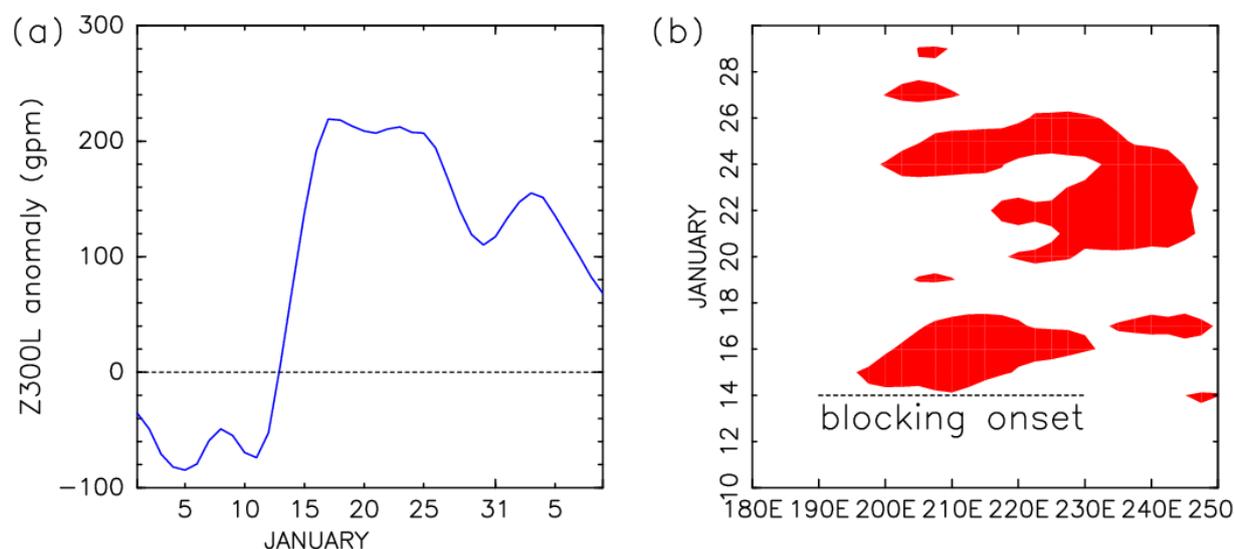


図 4.4.1: (a) 図 4.1.1a と同じ. 但し, 2008 年 1 月 1 日から 2 月 9 日までの, ブロッキング強度の時系列. (b) 図 4.1.1b と同じ. 但し, 2008 年 1 月 10 日から 31 日までの, $180^{\circ}\text{E} \sim 250^{\circ}\text{E}$ における, PH03 のブロッキングインデックスの経度-時間断面図.

はじめに, この事例におけるブロッキングの形成日を定義する. 2008 年 1 月 10 日から 31 日までの, 北太平洋中部 ~ 北米付近 ($180^{\circ}\text{E} \sim 250^{\circ}\text{E}$) における, ブロッキングインデックスの経度-時間断面図を, 図 4.4.1b に示す. この図より, 1 月 14 日から 17 日にかけて, 北太平洋東部 ($200^{\circ}\text{E} \sim 230^{\circ}\text{E}$ 付近) において, ブロッキングインデックスが正の値を示していることが分かる. また, 1 月 20 日から 26 日にかけて, 北太平洋東部 ~ 北米付近 ($200^{\circ}\text{E} \sim 260^{\circ}\text{E}$ 付近) において, ブロッキングインデックスが正の値を示している. このことから, 1 月 14 日から 26 日までの期間に, ほぼ同じ領域において, ブロッキングが 2 度発生したとも解釈できる. しかし, 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の変動を見ると (図 4.4.1a を参照), ブロッキングインデックスが負の値を示している 18 日から 20 日の期間においても, 強い高気圧性偏差が存在していることを確認できた. 従って, ここではブロッキングインデックスが正の値を示した 2 つの期間を, 同一のブロッキング事例と捉え, ブロッキング形成日を, 2008 年 1 月 14 日 (図中の 'blocking onset' と表記した日) と定義した.

4.4.1 ブロッキング形成期の総観的特徴

この事例におけるブロッキング形成期である, 2008 年 1 月 10 日から 1 月 16 日までの, 2 日ごとの 300hPa 高度場の低周波変動成分を図 4.4.2 に示す. 1 月 10 日, 12 日の偏差成分 (図 4.4.2a, b のカラー) に着目すると, アラスカ付近 (60°N , 200°E 付近), および東シベリア域 ~ オホーツク海 (50°N , $120^{\circ}\text{E} \sim 160^{\circ}\text{E}$ 付近) に, 発達した低気圧性偏差が存在する (図中の 'A', 'B'). 一方, ブロッキング高気圧が形成される 40°N , 200°E 付近よりも西側では, 準定常ロスビー波列に伴う高度場偏差は顕著ではない. 1 月 14 日 (図 4.4.2c) には, 10 日,

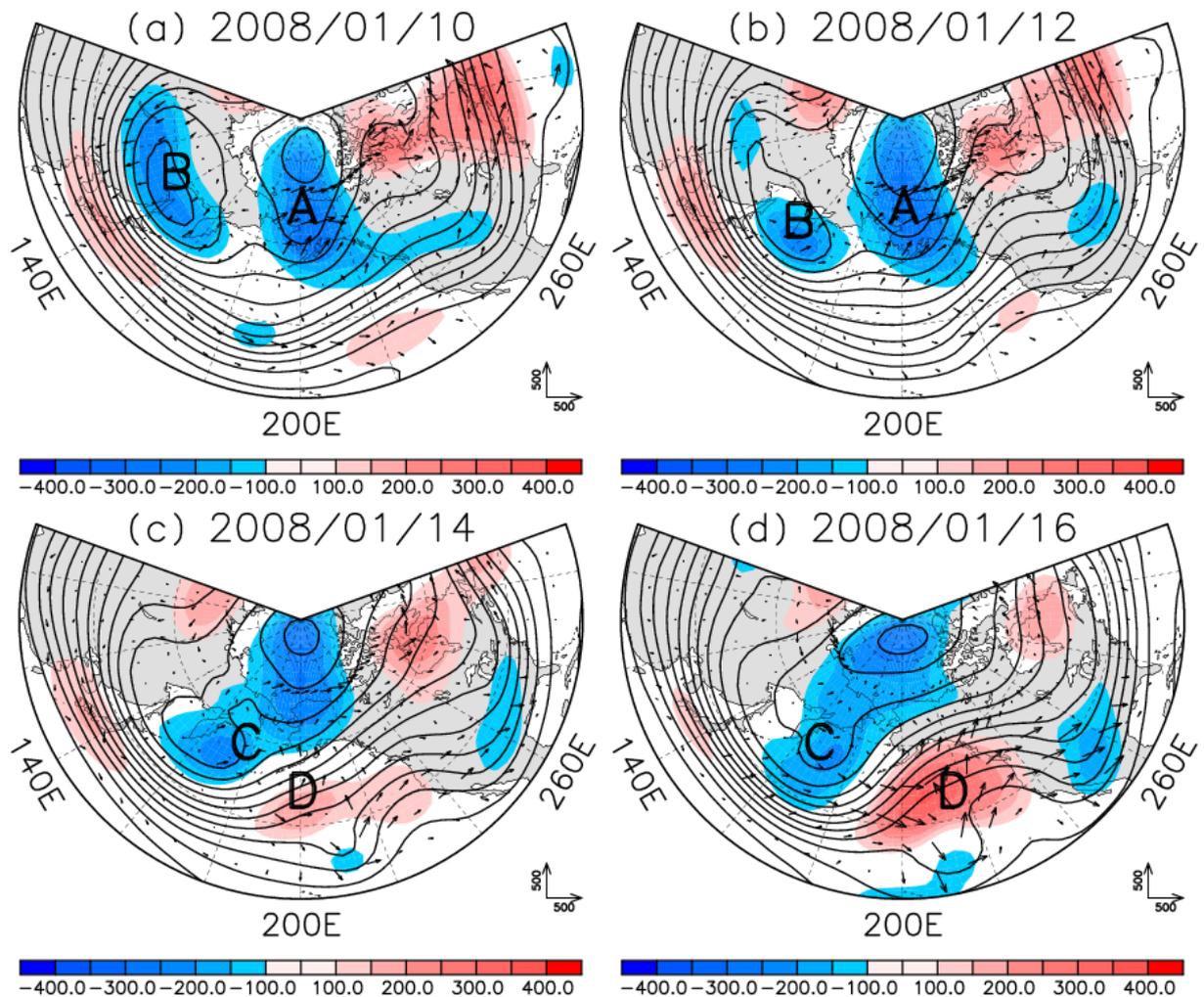


図 4.4.2: 図 4.1.2 と同じ。但し, (a)2008 年 1 月 10 日, (b)1 月 12 日, (c)1 月 14 日, (d)1 月 16 日。

12 日に見られた東シベリア～オホーツク海域の低気圧性偏差（'B'）が、アラスカ付近の低気圧性偏差（'A'）に近付き、南北に伸びた構造を持つ 1 つの低気圧性偏差を形成していることが分かる（図中の 'C'）。一方、北太平洋東部（ 40°N , 200°E 付近）では、高気圧性偏差が発達している（図中の 'D'）。1 月 16 日（図 4.4.2d）には、ベーリング海（ 50°N , 170°E 付近）で発達した低気圧性偏差（図中の 'C'）から発現する、弱いエネルギー伝播が見られる（矢印）。これに伴って、その下流側の高気圧性偏差（図中の 'D'）がさらに発達し、経度 50° （距離にして約 3000km ）に及ぶブロッキング高気圧に成長している。ここで、ベーリング海付近における低気圧性偏差の発達に対して、総観規模擾乱に伴う渦度フラックスの収束発散も寄与していることを確認できた（図示せず）。以上のことから、この事例におけるブロッキングの形成に、上流側の低気圧性偏差からのエネルギー伝播が重要であり、さらに総観規模擾乱に伴う渦度フラックスの発散が間接的に寄与している可能性が考えられる。

以下では、ブロッキング高気圧が形成された $35^{\circ}\text{N} \sim 60^{\circ}\text{N}$, $190^{\circ}\text{E} \sim 230^{\circ}\text{E}$ の矩形領域（図 4.4.3）をブロッキング領域と定義し、この領域で平均した 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分を、ブロッキング強度（単位: gpm ）と定義する。図 4.4.1a に、2008 年 1 月 1 日から 2 月 9 日までの期間における、ブロッキング強度の時間変化を示す。1 月 12 日から 13 日に

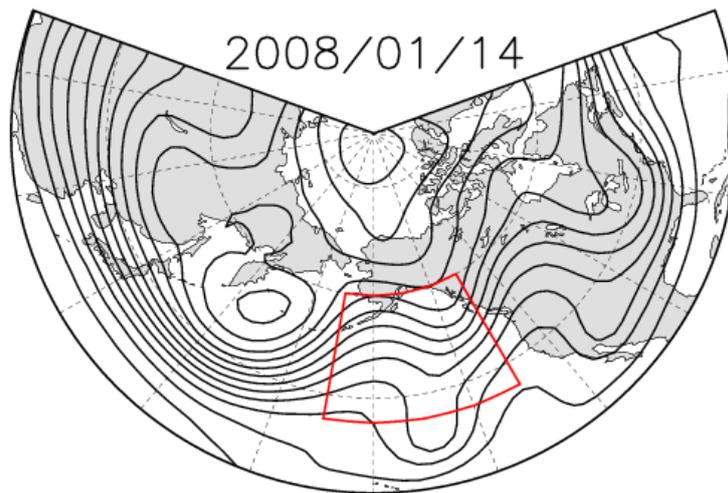


図 4.4.3: ブロッキング領域. 赤枠で囲った矩形領域 ($35^{\circ} \sim 60^{\circ}\text{N}$, $190^{\circ} \sim 230^{\circ}\text{E}$) をブロッキング領域と定義した.

かけて、ブロッキング強度が負から正の値に変化し、17日に極大を示した後、徐々に減少していく。

4.4.2 スプレッドを用いた予測可能性評価

次に、この事例のブロッキング形成期における予測可能性の変動を、気象庁週間アンサンブル予報データを用いて評価した結果を示す。予測可能性の評価には、ブロッキング強度(単位:gpm)のスプレッドを用いた。

2008年1月1日から1月25日までの、ブロッキング強度予測値のスプレッドの変動を図4.4.4に示す。ここで、横軸はアンサンブル予報の初期日を表す。この図より、ブロッキングの形成日である1月14日よりも前の数日間で、スプレッドが著しく増大していることが分かる。スプレッドの増大は、予測3日(黒線)、5日(青線)、7日(赤線)目の全てに共通して見られる。1月5日から10日にかけて、スプレッドが2倍以上増加し、10日にスプレッドが極大を示した後、14日(ブロッキング形成日)にかけて減少している。その後、ブロッキングの発生期間(図4.4.4に陰影で示した期間)では、スプレッドがやや増加しているが、その増加量は、5日から10日までの期間に見られたスプレッドの増加量よりも小さい。このことは、特に予測7日目に対するスプレッドにおいて、特に顕著である。以上の結果は、ブロッキング形成日以前からの、ブロッキング強度の予測可能性は低いことを示している。

以下では、ブロッキング形成日以前で、スプレッドが大きな値を示した2008年1月10日を初期日とするアンサンブル予報に着目する。1月10日を初期日とする、各アンサンブルメンバーでのブロッキング強度(単位:gpm)の予測値、およびスプレッドの時間変化(単位:gpm)を図4.4.5に示す。図4.4.5aより、予測2日~7日目(1月12日から17日)では、全てのメンバーが、ブロッキング強度の増加を予測しているが(青線)、その増加量は、メンバーによって異なる。1月10日からの4日目の予測値(1月14日:ブロッキング形成日)における予測値(青線)に着目すると、最大のブロッキング強度を予測したメンバーでは約100gpm、最小のブロッキング強度を予測したメンバーでは-50gpm以下の値を予測し、ブ

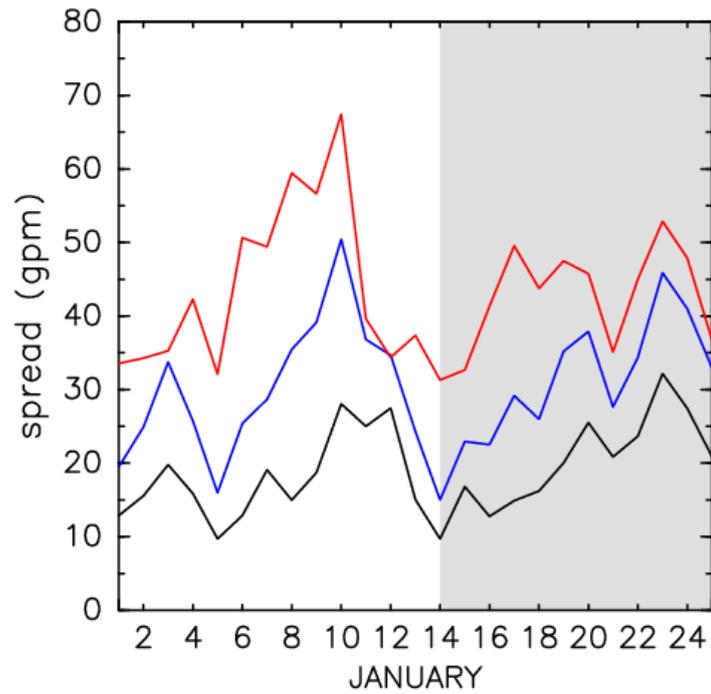


図 4.4.4: 図 4.1.4 と同じ. 但し, 2008 年 1 月 1 日から 1 月 25 日までの, ブロッキング強度予測値のスプレッド (単位:gpm) の初期日依存性.

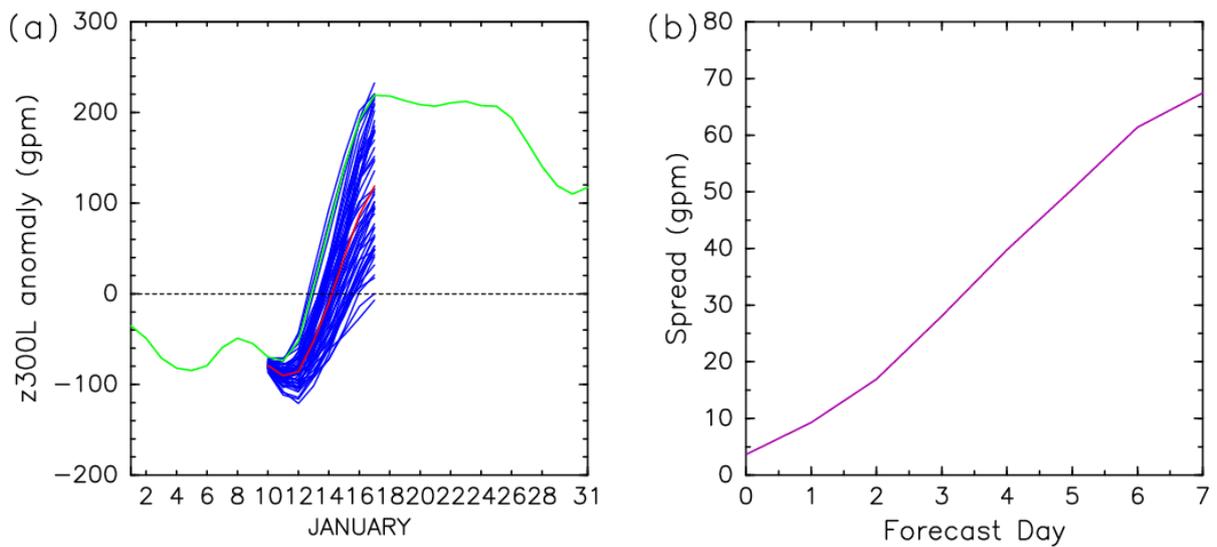


図 4.4.5: (a) 図 4.1.5a と同じ. 但し, 2008 年 1 月 10 日を初期日とする, ブロッキング強度の予測値. (b) 図 4.1.5b と同じ. 但し, 初期日は 2008 年 1 月 10 日.

ロッキングの形成を全く予測できていないメンバーが存在することが分かる. さらに, 各メンバーの予測値 (青線) と解析値 (緑線) の比較より, 大きなブロッキング強度を予測した上位数メンバーによる予測値と, 解析値 (緑線) はほぼ同じ値を示していることが分かる. 一方, 予測のアンサンブル平均値 (赤線) は, 解析値 (緑線) に比べ, ブロッキング強度を小さく予測している. 以上の結果より, 1 月 10 日を初期日とするブロッキング強度のアンサ

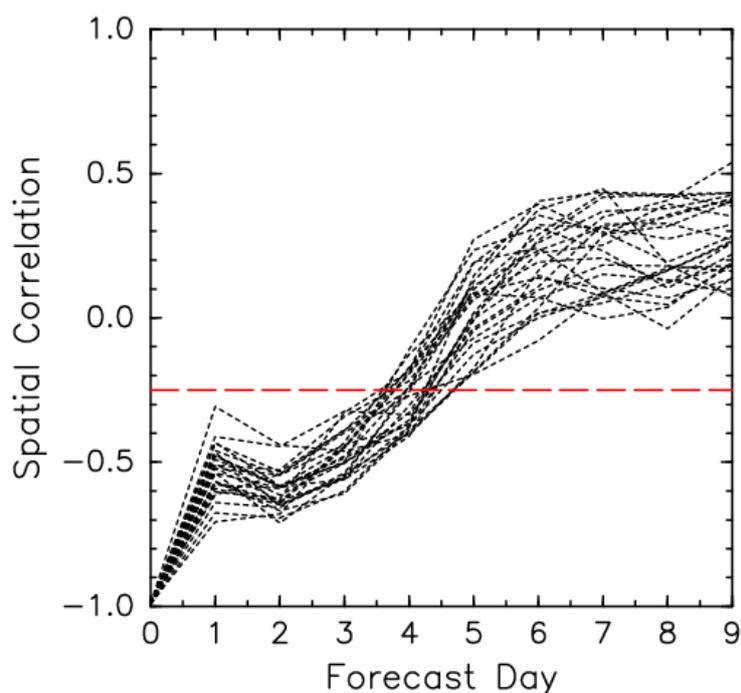


図 4.4.6: 図 4.1.6 と同じ. 但し, 2008 年 1 月 10 日を初期日とする, 空間相関の変動.

初期日	2008 年 1 月 10 日
検証日	4 日予測日 (1 月 14 日: ブロッキング形成日)
検証領域	ブロッキング領域 ($35^{\circ}\text{N} \sim 60^{\circ}\text{N}$, $190^{\circ}\text{E} \sim 230^{\circ}\text{E}$)

表 4.4.1: 検証日, 検証領域の定義.

ンブル予報において, ブロッキング強度は過小に予測されていることが分かる. さらに, 図 4.4.5b より, 初期日から予測 7 日目の予測期間において, ブロッキング強度のスプレッド (紫線) は単調増加していることが分かる. また, この事例におけるスプレッドの大きさは, 図 4.1.5b に示されたエピソード E4(4.1 節) や, 図 4.2.5b に示されたエピソード E14(4.2 節) とほぼ同じである.

4.4.3 アンサンブル初期摂動の成長における線型性評価

ここでは, 1 月 10 日の初期摂動について, 摂動の線形成長という仮定が妥当でなくなる, おおよその予測期間を, 空間相関を用いて見積もる. ここで用いた手法については, 2.4 節で記述した通りである. 1 月 10 日を初期日とするアンサンブル予報における, 'twin' ペアの空間相関の変動を図 4.4.6 に示す. この図より, 予測 1 日~3 日目では, 全ての 'twin' ペアが -0.25 以下の空間相関を示している. しかし, 予測 4 日目には, 全 25 ペアのうち 11 の 'twin' ペアが -0.25 以上の値を示し, さらに, 予測 5 日目には, 全ての 'twin' ペアが -0.25 以上の値を示している. 従って, 摂動の線形成長という仮定が概ね妥当である予測期間は, 1 月 10 日を初期日とする予測 1 日~4 日目であることが分かる.

4.4.4 簡易感度解析による高感度領域の検出

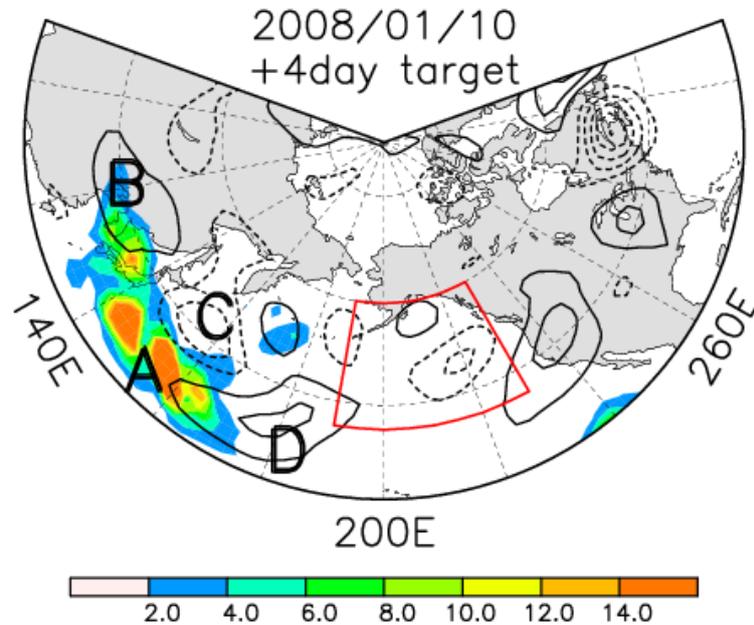


図 4.4.7: 図 4.1.7 と同じ. 但し, 2008 年 1 月 10 日の初期摂動の, 予測 4 日目の検証領域に対する高感度領域の分布であり, コンターは, 1 月 10 日の 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分 (50gpm 間隔).

ここでは, 4.1.4 節と同様に, Enomoto *et al.* (2007) の簡易感度解析を用いて, 2008 年 1 月 10 日を初期日とする予測について, どのような初期摂動場がブロッキング形成の予測に最も大きな影響を与えるのかについて調べた. この事例における, 検証日, 検証領域の定義を表 4.4.1 に示す. なお, 検証日については, 前節で示した空間相関の解析結果に基づいて, 予測 1 日 ~ 4 日目の範囲内で定義した. 1 月 10 日を初期値とする, 4 日目の予測値における, 検証領域に対する高感度領域の分布を図 4.4.7 に示す. この図で, 高感度領域 (カラー) と 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分 (コンター) との対応を見ると, 検証領域 (図の赤枠で囲った領域) の上流側の, 日本付近 ~ 北太平洋西部 (40°N, 120°E ~ 170°E 付近) に, 総観規模擾乱に伴う高/低気圧性偏差 (図中の 'B', 'C', 'D') が存在し, そのやや南側に沿って, 強い高感度領域 (カラー, 図中の 'A') が存在していることが分かる. エピソード E14(4.2 節) や, P7(4.3 節) の事例において検出された高感度領域は, 総観規模擾乱の中心付近とほぼ対応していることが確認されたが, この事例においては, そのような位置関係は認められない. 一方, 高感度領域の分布と, 300hPa 高度場偏差の低周波変動成分の分布を比較した結果, 両者には明瞭な対応関係は見られないことが確認できた (図示せず). このことから, 以下では, 高感度領域と総観規模擾乱 (高周波変動成分) との関係に注目し, 解析を行った.

以下では, 総観規模擾乱 (図 4.4.7 の 'B', 'C', 'D') のやや南側に検出された高感度領域 (図 4.4.7 の 'A') に着目し, この付近の摂動が, どのようにブロッキング形成の予測に大きな影響を与えるのかについて, 300hPa 高度場のスプレッドの時間発展を用いて調べる. 1 月 10 日初期日からの, 初期日, 予測 1 日 ~ 5 日目における, 300hPa 高度場のスプレッドの分布について, 300hPa 高度場偏差の高周波変動成分との対応関係を図 4.4.8 に示す.

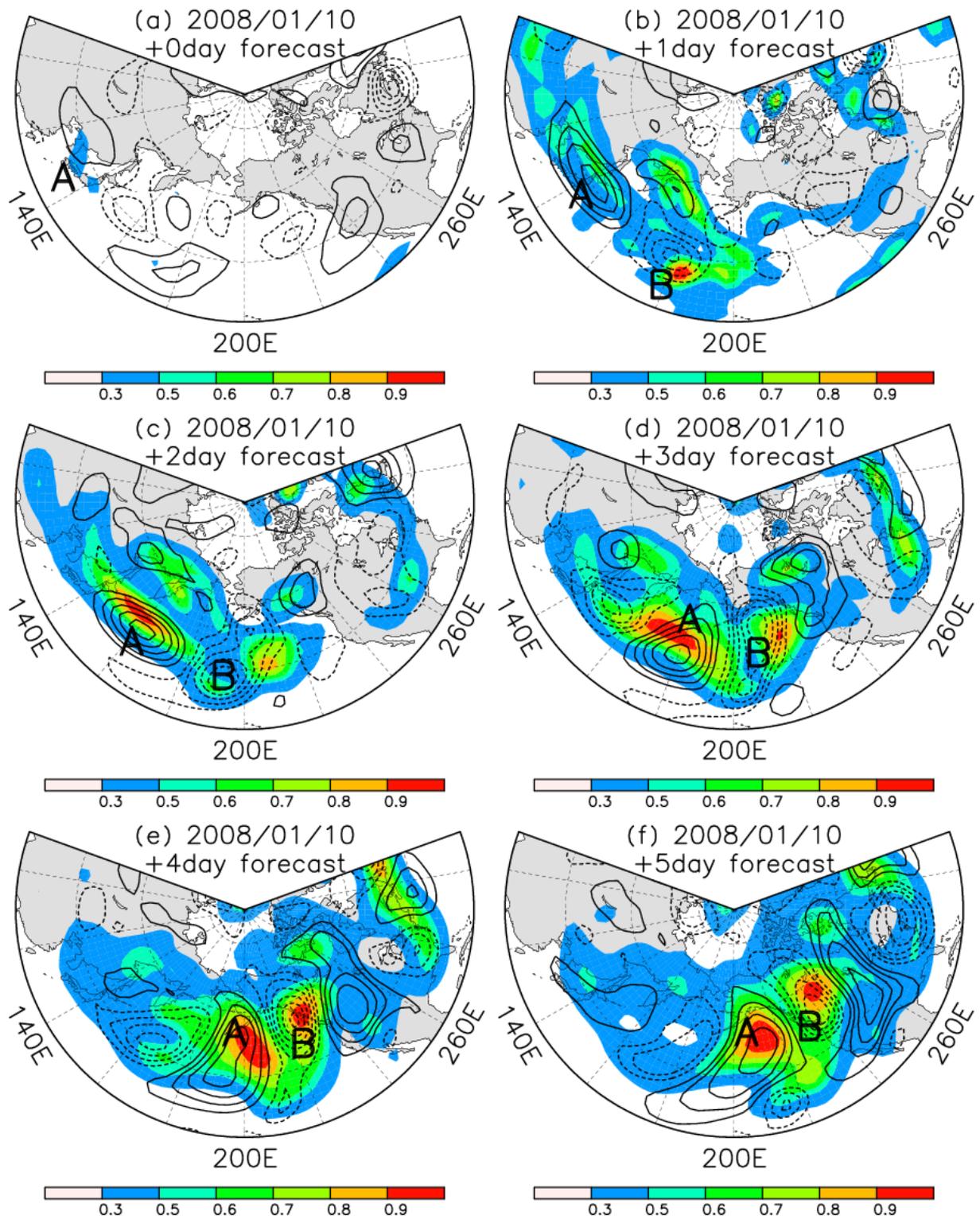


図 4.4.8: 図 4.2.8 と同じ. 但し, 2008 年 1 月 10 日を初期日とする, 300hPa 高度場のスプレッド.

この図より、スプレッド(カラー)の分布と300hPa高度場偏差の高周波変動成分(総観規模擾乱場, コンター)との対応を調べる. 初期日(図4.4.8a)を見ると, 日本付近(40°N, 120°E~140°E付近)に, 総観規模擾乱に伴う高気圧性偏差(図中の'A')の付近で, スプレッドがやや大きな値を示している. 予測1日目(図4.4.8b)には, 高気圧性偏差が, 日本の東海上まで東進し, その周辺においてスプレッドが大きな値を示している(図中の'A'). 一方, 北太平洋中部(40°N, 180°E付近)において, 低気圧性偏差が発達し, その中心付近にもスプレッドの極大域が見られる(図中の'B'). その後, 予測2日~5日目(図4.4.8c, d, e, f)にかけて, 高/低気圧性偏差(図中の'A', 'B')は, さらに東進している. これに対応するように, スプレッドの極大域もまた, 高/低気圧性偏差の移動速度とほぼ一致する速度で東進し, 検証領域(35°N~60°N, 190°E~230°E)に侵入する様子を見てとることができる. 1月10日からの初期日~予測5日目にかけて, スプレッドの極大域は, 高/低気圧性偏差の中心付近から離れることはなく, それらの中心付近とほぼ対応している. このことから, スプレッドの極大は, 予測された総観規模擾乱に伴う高/低気圧性偏差(図中の'A', 'B')の振幅の大きさが, メンバー間で異なることが原因であると考えられる.

以上の結果より, 初期日, あるいは予測期間の前半に, 総観規模擾乱に対応した高/低気圧性偏差の, 振幅の違いに伴うスプレッドが存在し, そのスプレッドが, 総観規模擾乱とともに, 下流側へ移動することによって, 検証領域でのスプレッドが増大した可能性が考えられる. さらに, 検証領域でのスプレッドを増大させる過程に, 総観規模擾乱(高周波変動成分)の発達が関係している可能性があることから, 高周波変動成分が, ブロッキング形成の予測可能性に大きな影響を与えたことが考えられる. ここで, エピソードE14(4.2節)やP7(4.3節)では, 上層のジェットの高さの, 各メンバー間での差が原因と考えられる, 総観規模擾乱の位相の差が確認され, これに対応して総観規模擾乱の中心付近からずれた位置にスプレッドの極大域が見られた. しかし, この事例では, スプレッドの極大域は, 予測期間を通して, ほぼ総観規模擾乱の中心付近に存在していることが分かる. このことから, ブロッキング形成の予測の, 低周波変動成分(上層のジェット)への関連は小さく, 高周波変動成分(総観規模擾乱)に対して鋭敏に関連する可能性が示唆される.

4.4.5 低/高周波変動成分の渦度収支に基づく相関解析

ここでは, ブロッキング形成の予測が, 低周波/高周波変動成分のどちらにより鋭敏に関連するのかを, 低周波/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散量を用いた相関解析によって調べる. 1月1日から31日までの期間において, 解析値に基づいて求められた, Lowterm(水色点線), Highterm(桃色点線)の時間変動を, 図4.4.9aに示す. また, 1月10日を初期日とするアンサンブル予報を用いて求めた, Lowterm, Hightermの初期日~予測5日目までのアンサンブル平均値を, それぞれ青実線, 赤実線で示す. ただし, ここで示したLowterm, Hightermの値は, ブロッキング領域(35°N~60°N, 190°E~230°E)で平均した値である. はじめに, 解析値の時系列を見ると, 予測期間の前半の1月11日から12日では, Lowterm, Hightermともに負の値で, しかもほぼ同じ値を示している. このことは, 低/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散は, ブロッキング高気圧を弱める効果を持ち, その効果はほぼ同じ大きさであることを示している^{*2}. 次に, 予測値に着目すると, 1月

^{*2}エピソードP7と同様に, この事例においても, Lowterm, Hightermともに負の値を示していた. このことから, 低周波/高周波変動に伴う渦度フラックスの収束発散がブロッキング高気圧の形成に寄与しない

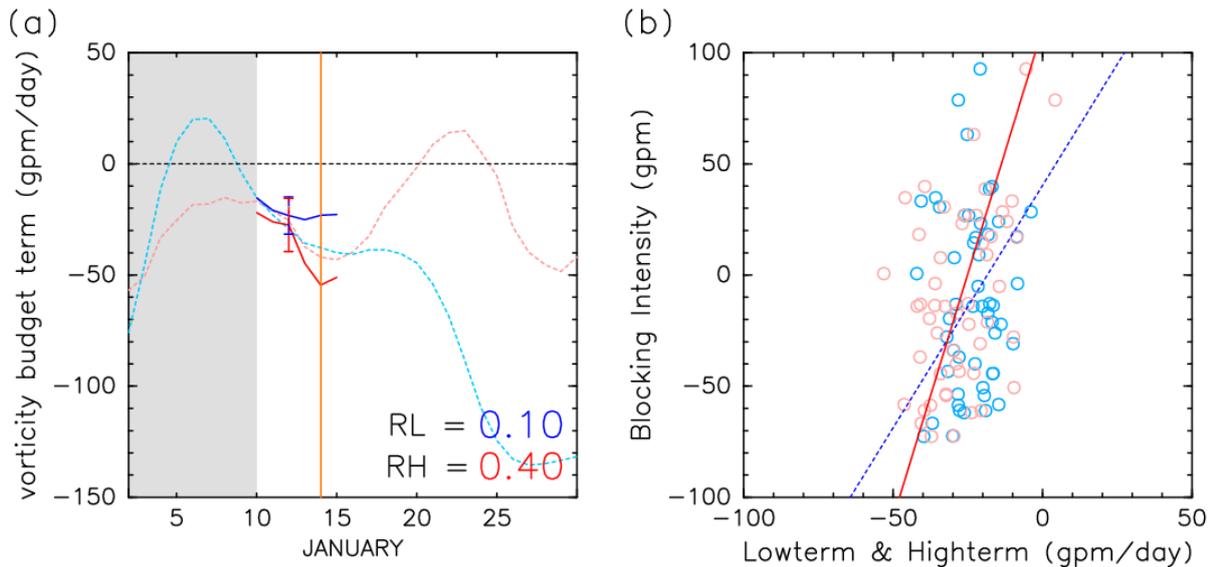


図 4.4.9: 図 4.1.10 と同じ. 但し, 青実線, 赤実線は 2008 年 1 月 10 日を初期日とする, Lowterm, Highterm のアンサンブル平均値. 水色点線, 桃色点線は, それぞれ, 1 月 1 日から 31 日までの, 解析値による Lowterm, Highterm の時間変動. R_L , R_H は, それぞれ, Lowterm, Highterm の 2 日目の予測値とブロッキング強度の 4 日目の予測値との相関係数.

10 日からの予測 2 日目におけるアンサンブル平均値は, Lowterm(青実線), Highterm(赤実線)ともに負の値で, 両者とも, 解析値とほぼ同じ値を示していることが分かる. また, 予測 2 日目における Highterm のスプレッドが, Lowterm のスプレッドに比べやや大きい(青色, 赤色で示したエラーバー). ここで, Lowterm, Highterm の両者の 2 日目の予測値と, ブロッキング強度の 4 日目(図 4.4.9a に橙線で示した日)の予測値との相関係数(図 4.4.9 の右下に表記した, R_L , R_H の値)を見ると, $R_H(=0.40)$ は $R_L(=0.10)$ に比べて高い値を示している. しかも, R_H については, 99% 以上の有意水準で統計的に有意である.

次に, 1 月 10 日を初期日とする, 各メンバーの Lowterm, Highterm の 2 日目の予測値と, ブロッキング強度の 4 日目の予測値の関係を示した散布図を, 図 4.4.9b に示す. この図からも, Highterm(桃色の印)の 2 日目の予測値とブロッキング強度の 4 日目の予測値との間には, 正の比例関係を確認することができ, 回帰直線もまた, 正の傾きを示している(赤実線). 一方, この図より, Lowterm の 2 日目の予測値とブロッキング強度の 4 日目の予測値との間に, 直線的な関係が確かめられるが, 回帰直線の傾きは Highterm に比べ小さい(水色の印, 青実線).

さらに, 予測 1 日~4 日目における, Lowterm, Highterm の予測値と, ブロッキング強度の 4 日目の予測値との相関係数を表 4.4.2 に示す. この表より, 予測 1 日目における Lowterm, Highterm の予測値とブロッキング強度の 4 日目の予測値との相関はやや低く ($R_L = 0.31$, $R_H = 0.36$), 両者ともに 99% 以上の有意水準を満たしていないが, 予測 2 日~4 日目における, Highterm の予測値とブロッキング強度の 4 日目の予測値との間には正の相関があり, 99% 以上の有意水準(太字)で統計的に有意であることが分かる. 以上の結果は, Lowterm

と解釈されるが, その他の渦度収支項(2.7 節の式(2.45)で示した各項)を解析した結果, この事例では, 線形項である, 惑星渦度移流項(式(2.45)の ξ_1)と発散項(式(2.45)の ξ_3)が, ブロッキング高気圧を強める効果を持っていることを確認できた. ここでは, 低周波/高周波変動成分を, それぞれ渦度収支の非線形項である Lowterm, Highterm で評価しているため, この 2 項のみに着目し, 後の解析を行うことにする.

に比べ, Highterm のスプレッドが, ブロッキング形成の予測により大きな影響を与えていることを示している.

この結果は, 前節で示した簡易感度解析, および 300hPa 高度場のスプレッドを用いた解析結果と整合的であり, ブロッキングエピソード P8 では, 高周波変動成分がブロッキング形成の予測により大きな影響を与えている可能性が考えられる.

初期日: 1/10	1 日予測	2 日予測	3 日予測	4 日予測
R_L	0.31	0.10	-0.08	-0.17
R_H	0.36	0.40	0.57	0.59

表 4.4.2: 表 4.1.2 と同じ. 但し, 2008 年 1 月 10 日を初期日とする, 予測 1 日 ~ 4 日目の期間.

第5章 まとめ

ブロッキングの予測可能性について調べた先行研究 (たとえば, Kimoto *et al.*, 1992; Tibaldi and Molteni, 1990) によって, ブロッキングの形成期の予報誤差は大きくなることが指摘されている. 従って, ブロッキング形成期に予報誤差が増大する原因や, そのメカニズムを明らかにすることは, 中長期予報精度向上に関わる重要な問題であると言える. そこで, 本研究では, 1979年から2009年までの31年間のJRA25再解析/JCDASデータ, および, 2007年11月以降の気象庁週間アンサンブル予報データを用いて, ブロッキング形成期における予測可能性変動について詳しい解析を行った. 特に, 先行研究によって提起された, 低周波/高周波変動によるブロッキングの形成メカニズムと関連して, いずれのメカニズムが, ブロッキング形成期の予測可能性により大きな影響を与えるのかについて調べた.

まず, 本研究では, Pelly and Hoskins (2003) によって定義された, 2PVU面で定義される力学的対流圏界面における, 温位の南北勾配の逆転に基づくブロッキングの指標を用いて, 北大西洋~ヨーロッパ域 ($20^{\circ}\text{W} \sim 45^{\circ}\text{E}$), および北太平洋域 ($160^{\circ}\text{E} \sim 225^{\circ}\text{E}$) の2つの領域で発生したブロッキングエピソードを検出し, 2007年11月以降に発現した顕著なブロッキングエピソードについて事例解析を行った. 本研究で解析を行ったブロッキングエピソードは, 以下の4事例である.

エピソード E4: 2007年12月中旬に北大西洋~ヨーロッパ域で発生したブロッキング

エピソード E14: 2008年1月初旬に北大西洋~ヨーロッパ域で発生したブロッキング

エピソード P7: 2009年1月中旬に北太平洋域で発生したブロッキング

エピソード P8: 2008年1月中旬に北太平洋域で発生したブロッキング

はじめに, これら4事例におけるブロッキング形成期の予測可能性変動を, 気象庁週間アンサンブル予報データを用いて評価した. その結果, 4つの全ての事例において, ブロッキング形成日以前の数日間を初期日とする, アンサンブルメンバー間で予測されたブロッキング強度 (本研究で定義したブロッキング高気圧の発達度合いを表す指標) のスプレッドが増大していることが分かった. このことは, ブロッキング形成日以前を初期日とする数値予報では, ブロッキング強度の予測可能性が低いことを示している. また, この結果は, ブロッキング形成期における予報誤差の増大を指摘した先行研究 (たとえば, Kimoto *et al.*, 1992, Tibaldi and Molteni, 1990) の解析結果と整合的であった.

次に, スプレッドが大きな値を示した, ブロッキング形成日以前を初期日とするアンサンブル予報に着目した解析を行った. その結果, まず, 4事例ともに, ブロッキング強度の予測値におけるアンサンブル平均は, 解析値に比べて, 小さいことが分かった. このこと

は、これら 4 事例では、予測されたブロッキングは、解析値に比べ振幅が小さいことと対応している。さらに、検証領域におけるブロッキング強度の予測に最も大きな影響を与えるような高感度領域を、Enomoto *et al.* (2007) の簡易感度解析により調べた。その結果、4 事例について、次の結果が得られた。

エピソード E4

ブロッキング形成域の上流側の、北太平洋東部～北米西部付近に高感度領域が検出され、その領域では、低周波変動成分と対応する準定常ロスビー波列に伴う高度場偏差が発達していた。このことは、準定常ロスビー波列に伴う摂動が、ブロッキング形成の予測に大きな影響を与える可能性を示していた。さらに、300hPa 高度場のスプレッドの時間発展を調べた結果、準定常ロスビー波の波活動度が伝播する方向に、群速度とほぼ一致する速度で、スプレッドの大きな領域が下流側に伝播する様子が捉えられた。また、スプレッドの極大域は、準定常ロスビー波列に伴う高度場偏差の中心付近、および波列の節にあたる領域に存在していた。このことから、各アンサンブルメンバー間での準定常ロスビー波列の振幅の差、および各メンバー間での波列の位相の差によって、スプレッドが拡大したと考えられる。この結果より、準定常ロスビー波列の伝播をうまく予測できたか否かが、検証領域におけるブロッキング強度のスプレッドを増大させている可能性が考えられた。以上の結果は、エピソード E4 におけるブロッキング形成の予測が、準定常ロスビー波列、すなわち低周波変動成分の予測に鋭敏に関連することを定性的に示していると考えられる。

エピソード E14, P7

ブロッキング形成域の上流側に存在する総観規模擾乱の周辺に、高感度領域が検出され、この付近における摂動が、ブロッキング形成の予測に大きな影響を与えている可能性を示していた。さらに、300hPa 高度場のスプレッドの時間発展を調べた結果、初期日、あるいは予測期間の前半に、各アンサンブルメンバー間での総観規模擾乱の振幅の差によってスプレッドの大きな領域が形成されていた。さらに、そのスプレッドの大きな領域が上層のジェットに沿って下流側へ移動することによって、ブロッキング形成域における高度場のスプレッドが増大した可能性が考えられた。また、予測期間が長くなるにつれて、総観規模擾乱に伴う高度場偏差の中心付近からずれた領域に、スプレッドの極大域が見られた。このスプレッドの極大域は、各メンバー間の総観規模擾乱の位相の差を示していると考えられる。このような位相の差は、予測された上層のジェットの強さが、各メンバー間で異なることによって生じたと考えられる。以上の結果は、エピソード E14, P7 におけるブロッキング形成の予測は、高周波変動成分（総観規模擾乱）、および低周波変動成分（上層のジェット）の両者の予測に鋭敏に関連する可能性を示している。

エピソード P8

エピソード E14, P7 と同様に、ブロッキング形成域の上流側に存在する総観規模擾乱付近に高感度領域が検出された。さらに、300hPa 高度場のスプレッドの時間発展を調べた結果、初期日、あるいは予測期間の前半に、各アンサンブルメンバー間での総観規模擾乱の振幅の差によって、スプレッドの大きな領域が形成されていたことが分かった。しかしながら、このスプレッドの極大域が、予測期間とともに、総観規

エピソード	E4	E14	P7	P8
解析を行った Lowterm, Highterm の 予測日	予測 2 日目	予測 2 日目	予測 1 日目	予測 2 日目
解析を行った ブロッキング強度の 予測日	予測 4 日目	予測 4 日目	予測 2 日目	予測 4 日目
R_L	0.77	0.76	0.73	0.10
R_H	0.17	0.54	0.78	0.40

表 5.1: エピソード E4, E14, P7, P8 における, 予測された低周波/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散量とブロッキング強度との相関係数. 上段から順に, エピソード名, 相関係数を求めた低周波/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散 (Lowterm, Highterm) とブロッキング強度の予測日, Lowterm の予測値とブロッキング強度の予測値との相関係数 R_L , Highterm の予測値とブロッキング強度の予測値との相関係数 R_H . 99%以上の有意水準で統計的に有意な相関係数を, 太字で表記した.

模擾乱の中心付近からずれていく様子は見られなかった. このことは, エピソード E14, P7 の解析結果とは異なる. この事例では, スプレッドの極大域は, 予測期間を通して, 総観規模擾乱の中心付近に位置した状態を維持しながら, 総観規模擾乱とともに下流側へ移動し, 検証領域に侵入する様子が捉えられた. 以上の結果は, エピソード P8 におけるブロッキング形成の予測が, 高周波変動成分 (総観規模擾乱) の予測に鋭敏に関連する可能性を示唆していた.

次に, ブロッキング形成の予測が, 予測された低周波/高周波変動成分のどちらにより鋭敏に関連するのかを, 低周波/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散量を用いた相関解析により調べた. 具体的には, 各事例で, 低周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散 (Lowterm) の予測値と, ブロッキング強度の予測値との相関係数 R_L , および, 高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散 (Highterm) の予測値と, ブロッキング強度の予測値との相関係数 R_H を求めた. その結果を, 表 5.1 に示す. この結果より, ブロッキング形成の予測が, エピソード E4 では, 低周波変動成分の予測に ($R_L > R_H$, R_L は 99% 以上の有意水準で統計的に有意), エピソード E14 では, 低周波変動成分と高周波変動成分の両者の予測に ($R_L > R_H$ であるが, 両者ともに 99% 以上の有意水準で統計的に有意), エピソード P7 でも, エピソード E14 と同様に, 低周波変動成分と高周波変動成分の両者の予測に ($R_L \simeq R_H$, 両者ともに 99% 以上の有意水準で統計的に有意), エピソード P8 では, 高周波変動成分の予測に ($R_L < R_H$, R_H は 99% 以上の有意水準で統計的に有意), それぞれ鋭敏に関連することが示された. また, この結果は, 簡易感度解析, および 300hPa 高度場のスプレッドの解析による定性的な結果と整合的であった.

この相関解析では, 低周波/高周波変動成分の寄与を, それぞれ, 低周波/高周波変動成分に伴う渦度フラックスの収束発散で評価した. この渦度フラックスの収束発散は, 簡易感度解析, および 300hPa 高度場のスプレッドの解析で, ブロッキング形成の予測に重要であることが定性的に示された, 準定常ロスビー波のエネルギー伝播や, 上層のジェットの強

さ、および総観規模擾乱の振幅を直接的に表現していないことに注意すべきである。このため、今後の課題として、準定常ロスビー波のエネルギー伝播や、上層のジェットの強さ、総観規模擾乱の振幅とブロッキング強度との相関解析を、工夫して行うことが必要である。

また、以上の解析によって、北大西洋～ヨーロッパ域で発生したエピソード E14 と、北太平洋域で発生したエピソード P7 の 2 事例に関して、同様の結果が得られた。この結果より、ブロッキング形成の予測に大きな影響を与えるメカニズムが、ブロッキング形成領域に明瞭に依存することはないことが示唆された。しかしながら、本研究で解析を行ったブロッキングエピソード 4 事例のみに留まらず、今後、解析するブロッキング事例をさらに増やすことによって、ブロッキングの形成域ごとに、ブロッキング形成の予測に大きな影響を及ぼすメカニズムに差異があるかどうかを、より詳しく吟味する必要がある。

謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教員である向川均教授には、気象学の基礎、論文講究、および研究の方針、議論まで常に熱心にご指導いただきました。2年間、本当にありがとうございました。また、井口敬雄助教、物理気候学研究室の里村雄彦教授、西憲敬助教、海洋物理学研究室の伊藤耕介氏には、セミナーの場で活発に議論していただきました。心より感謝致します。

学外の方々からも、多くの貴重な御意見をいただきました。特に、AESTO/気象研究所の松枝未遠氏には、本研究で行った解析の詳細な手法、および適用方法について、多くのアドバイスをいただきました。さらに、海洋研究開発機構の榎本剛氏、同志社大学の山根省三氏には、本研究での解析手法について、貴重な時間を割いて確認、アドバイスをしていただきました。また、学会やその他の議論の場において、東京大学気候システム研究センターの木本昌秀教授、森正人氏、九州大学の伊藤久徳教授、山崎哲氏、名古屋大学の小寺邦彦特任教授より、多くのアドバイスをいただきました。ここに深く感謝致します。

2年間ともに研究を続けてきた、佐治憲介氏には大変御世話になりました。さらに、秘書の中村貞代さん、諸先輩方である吉田裕一氏、櫻井溪太氏、後輩である田中智之氏、長田翔氏には、研究以外の面においても大変御世話になりました。

本研究では、JRA25再解析/JCDASデータセットを用いました。このデータセットは、気象庁、および電力中央研究所による、JRA25長期再解析プロジェクトにより提供されたものです。また、本研究で使用した、気象庁週間アンサンブル予報データは、気象庁と(社)日本気象学会の研究協力の枠組みである「気象研究コンソーシアム」を通して提供されたものです。さらに、図の作成にはDCL(地球流体電脳ライブラリ)を用いました。開発者の方々に、深く感謝致します。また文書の作成には、 $\text{p}^{\text{L}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ を用い、スタイルファイルとして、地球流体電脳倶楽部で開発されたマクロ定義スタイルファイル集 Dennou Style 6^{*1}を使用いたしました。

^{*1}<http://www.gfd-dennou.org/arch/cc-env/TeXmacro/dennou/SIGEN.htm>

参考文献

- [1] Buizza, R., and T. N. Palmer, 1995: The singular-vector structure of the atmospheric global circulation. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1434-1456.
- [2] Cash, B. A., and S. Lee, 2000: Dynamics processes of block evolution. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3202-3218.
- [3] Colucci, S. J., 1985: Explosive cyclogenesis and large-scale circulation changes: Implication for atmospheric blocking. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2701-2717.
- [4] Duchon, C. E., 1979: Lanczos filtering in one and two dimensions. *J. Applied Met.*, **18**, 1016-1022.
- [5] 榎本 剛, 山根 省三, 大淵 済, 2006: アンサンブル予報を用いた簡易感度解析. 平成 17 年度「異常気象と長期変動」研究集会報告, 40-43.
- [6] Enomoto T, Ohfuchi W, Nakamura H, Shapiro MA, 2007: Remote effects of tropical storm Cristobal upon a cut-off cyclone over Europe in August 2002. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **96**, 29-42.
- [7] Gilmour, I., L. A. Smith, and R. Buizza, 2001: Linear regime duration: Is 24 hours a long time in synoptic weather forecasting? *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3525-3539.
- [8] Hohenegger, C., and C. Schär, 2007: Atmospheric predictability at synoptic versus cloud-resolving scales. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **88**, 1783-1793.
- [9] Hoskins, B. J., I. N. James, and G. H. White, 1983: The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595-1612.
- [10] 伊藤 明, 前田 修平, 2006: 2005 年 1 月末の大西洋からアジアジェット沿いに伝播したロスビー波の実況と予報について. 平成 17 年度「異常気象と長期変動」研究集会報告, 128-132.
- [11] Kimoto, M., and H. Mukougawa, and S. Yoden, 1992: Medium-Range Forecast Skill Variation and Blocking Transition: A case study. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1616-1627.
- [12] Lejenäs, H., and H. Økland, 1983: Characteristics of Northern Hemisphere blocking as determined from long time series of observational data. *Tellus.*, **35A**, 350-362.
- [13] Lorenz, E. N., 1963: Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, **20.**, 130-141.
- [14] Lupo, A. R., and P. J. Smith, 1995: Planetary and synoptic-scale interactions during the life-cycle of a mid-latitude blocking anticyclone over North Atlantic. *Tellus*, **47A**, 575-596.

-
- [15] Mauritsen, T., and E. Källén, 2004: Blocking prediction in an ensemble forecasting system. *Tellus.*, **56A**, 218-228.
- [16] Nakamura, H., 1994: Rotational evolution of potential vorticity associated with a strong blocking flow configuration over Europe. *Geophysical Research Letters* **21.18**, 2003-2006.
- [17] Nakamura, H., and T. Fukamachi, 2004: Evolution and dynamics of summertime blocking over the Far East and the associated surface Okhotsk high. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 1213-1233.
- [18] Nakamura, H., M. Nakamura, and J. L. Anderson, 1997: The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2074-2093.
- [19] 日本気象学会, 1998: 気象科学事典.
- [20] Onogi, K., J. Tsutsui, and coauthors, 2007: The JRA-25 reanalysis. *J. Meteor. Soc. Japan.*, **85**, 369-432.
- [21] Pelly, J. L., and B. J. Hoskins, 2003: A new perspective on blocking. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 743-755.
- [22] 高野 清治, 2002: 各国におけるアンサンブル予報の現状と将来. 気象研究ノート, **201**, 105-120.
- [23] Takaya, K., and H. Nakamura, 2001: A formulation of a phase-independent wave activity flux for stationary and migratory quasigeostrophic eddies on a zonally varying basic flow. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 608-627.
- [24] Takaya, K., and H. Nakamura, 2005: Mechanisms of intraseasonal amplification of the cold Siberian high. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 4423-4440.
- [25] Tibaldi, S., and Molteni, F. 1990: On the operational predictability of blocking. *Tellus.*, **42A**, 343-365.
- [26] Trenberth, K. E., 1986: An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070-2087.
- [27] Tsou, K., and P. J. Smith, 1990: The role of synoptic/planetary-scale interactions during the development of a blocking anticyclone. *Tellus.*, **42A**, 174-193.
- [28] Tyrlis, E., and B. J. Hoskins, 2008: The morphology of Northern Hemisphere Blocking. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1653-1665.
- [29] 山根 省三, 2002: 摂動の線形発展の理論. 気象研究ノート, **201**, 21-71.
- [30] 米原 仁, 小森 拓也, 酒井 亮太, 2006: 気象庁週間アンサンブルの現状と開発. 平成 20 年度「異常気象と長期変動」研究集会報告, 11-16.

APPENDIX.A. 特異ベクトル法 (SV 法) の理論

2007年11月より、気象庁週間アンサンブル予報における初期摂動作成方法に、特異ベクトル法が採用されている(米原, 2009). 特異ベクトル法は、摂動が線形的に成長するという仮定のもとで、接線モデルにおいて、ある時刻^{*2}における摂動の成長率が最大となる初期摂動を算出する方法である。ここでは、特異ベクトル法の理論、および現業の気象庁週間アンサンブル予報における初期摂動の作成に用いられている、特異ベクトル法について述べる。

まず、特異値、特異ベクトルについてまとめる。 m 行 n 列の行列 A を考える。 A に対して特異値分解 (Singular Value Decomposition: SVD) を行うと、

$$A = UDV^T \quad (\text{A.1})$$

と書くことができる。ここで、 U は m 行 r 列の正規直交行列、 V は n 行 r 列の正規直交行列で、上付き添え字 T は転置行列を示す。また、 D は対角行列であり、

$$D = \text{diag}(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_r) \\ \sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_r > 0 \quad (\text{A.2})$$

である。ここで、 diag は対角行列を表し、 σ_i ($i = 1, 2, \dots, r$) は特異値と呼ばれる。また、 U, V は正規直交行列なので、

$$U^T U = E, \quad V^T V = E \quad (\text{A.3})$$

を満たす。ここで、 E は単位ベクトルを表す。 U の各列の m 次ベクトルは左特異ベクトル、 V の各列の n 次ベクトルは右特異ベクトルと呼ばれる。

$A^T A$ を、式 (A.1) を用いて変形すると、

$$A^T A = (UDV^T)^T UDV^T \\ = VD^T U^T UDV^T \\ = VD^T DV^T \\ = VD^2 V^T \quad (\text{A.4})$$

となる。ただし、2行目から3行目の式変形には、式 (A.3) を用いた。 V は r 個の n 次の右特異ベクトル v_1, v_2, \dots, v_r を用いて、

$$V = (v_1, v_2, \dots, v_r) \quad (\text{A.5})$$

と書くことができるので、右特異ベクトル v_i ($i = 1, 2, \dots, r$) について、(A.4) を用いると、

$$A^T A v_i = \sigma_i^2 v_i \quad (i = 1, 2, \dots, r) \quad (\text{A.6})$$

^{*2}通常は、摂動が線形的に発展するという仮定が可能である、2日程度を採用する(高野, 2002).

が成り立つ. また, AA^T について, 式 (A.1) を用いて変形すると,

$$\begin{aligned}
 AA^T &= UDV^T(UDV^T)^T \\
 &= UDV^TV D^T U^T \\
 &= UDD^T U^T \\
 &= UD^2U^T
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

となる. ただし, 2 行目から 3 行目の式変形には, 式 (A.3) を用いた. U は r 個の n 次の左特異ベクトル $\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \dots, \mathbf{u}_r$ を用いて,

$$U = (\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \dots, \mathbf{u}_r) \tag{A.8}$$

と書くことができるので, 左特異ベクトル \mathbf{u}_i ($i = 1, 2, \dots, r$) について, (A.7) を用いると,

$$AA^T \mathbf{u}_i = \sigma_i^2 \mathbf{u}_i \quad (i = 1, 2, \dots, r) \tag{A.9}$$

が成り立つ. 以上の式変形より, 特異ベクトルは, $A^T A$ または, AA^T の固有値 σ_i^2 ($i = 1, 2, \dots, r$) に対する固有ベクトルで与えられることがわかる.

次に, 特異ベクトル法では, 特異値は初期摂動の成長率を表し, それに対する特異ベクトルは最も大きく成長する初期摂動となることを, 以下で示す. 今, 初期時刻 ($t = 0$) での摂動を \mathbf{y} , ある予報時刻 ($t = t_a$, 以下では検証時刻と呼ぶことにする) での摂動を \mathbf{z} とする. このとき, 初期摂動の成長率は,

$$\frac{\|\mathbf{z}\|}{\|\mathbf{y}\|} \quad (\mathbf{y} \in R^n, \mathbf{z} \in R^n) \tag{A.10}$$

と表すことができる. ここで, $\|\cdot\|$ はノルムを表し, \mathbf{y}, \mathbf{z} の次元を n とおいている. また, 摂動が線形発展すると仮定しているので,

$$\mathbf{z} = M\mathbf{y} \tag{A.11}$$

と書ける. ここで, M は誤差行列と呼ばれ, n 次の正方行列である. また, ノルムを,

$$\|\mathbf{x}\| = \sqrt{\langle \mathbf{x}, W\mathbf{x} \rangle} \quad (\mathbf{x} \in R^n) \tag{A.12}$$

で定義する. ここで, W は n 行 n 列の対角行列, $\langle \cdot, \cdot \rangle$ は内積を表す. W は, 摂動 \mathbf{x} の各成分の相対的な重みを表す対角行列であり, ノルムオペレータと呼ばれる. 例えば, 面積の緯度依存性を考慮するときや, ある特定の領域, 要素に注目したノルムを定義するときに, ノルムオペレータを任意に定義することができる. 数値予報では, エネルギーやエンストロフィーといった物理量に基づいてノルムを定義することが多い. この場合にも, ノルムオペレータ W の成分を変更することによって, 例えば日本付近に着目したノルムを定義することが可能である (山根, 2002).

ここでは、運動エネルギーに基づいて摂動の成長率を見積もる場合を考える。摂動 x が、 N 個の格子点上の変数値から構成されるベクトルであるとする、 x は、

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} u'_1 \\ u'_2 \\ \vdots \\ u'_N \\ v'_1 \\ v'_2 \\ \vdots \\ v'_N \\ T'_1 \\ T'_2 \\ \vdots \\ T'_N \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

と表すことができる。このとき、対角行列で与えられるノルムオペレータ W を、

$$W = \begin{matrix} & \begin{matrix} 1 & \cdots & 2N & 2N+1 & \cdots & n \end{matrix} \\ \begin{matrix} 1 \\ \vdots \\ 2N \\ \vdots \\ n \end{matrix} & \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & & & & & \\ & \ddots & & & & 0 \\ & & \frac{1}{2} & & & \\ & & & 0 & & \\ & 0 & & & \ddots & \\ & & & & & 0 \end{pmatrix} \end{matrix} \quad (\text{A.14})$$

で与えることによって、運動エネルギーに基づいたノルムを定義することができる。このとき、式 (A.10) は、

$$\begin{aligned} \frac{\|\mathbf{z}\|}{\|\mathbf{y}\|} &= \frac{\sqrt{\langle \mathbf{z}, W_z \mathbf{z} \rangle}}{\sqrt{\langle \mathbf{y}, W_y \mathbf{y} \rangle}} \\ &= \sqrt{\frac{\langle M \mathbf{y}, W_z M \mathbf{y} \rangle}{\langle \mathbf{y}, W_y \mathbf{y} \rangle}} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

と変形できる。なお、式変形には、式 (A.11)、および式 (A.12) を用いた。ここで、 W_y は初期摂動のノルムオペレータ、 W_z は検証時刻における摂動のノルムオペレータを表す。誤差行列 M の随伴行列を M^T とおく。ここで、 M は実行列であることから、随伴行列 M^*

を, 転置行列 M^T で置き換えた. このとき, 式 (A.15) は,

$$\begin{aligned} \frac{\|z\|}{\|y\|} &= \sqrt{\frac{\langle M\mathbf{y}, W_z M\mathbf{y} \rangle}{\langle \mathbf{y}, W_y^{1/2T} W_y^{1/2} \mathbf{y} \rangle}} \\ &= \sqrt{\frac{\langle \mathbf{y}, M^T W_z M \mathbf{y} \rangle}{\langle W_y^{1/2} \mathbf{y}, W_y^{1/2} \mathbf{y} \rangle}} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

と変形できる. ここで,

$$\hat{\mathbf{y}} = W_y^{1/2} \mathbf{y} \quad (\text{A.17})$$

とおくと,

$$\mathbf{y} = W_y^{-1/2} \hat{\mathbf{y}} \quad (\text{A.18})$$

と書くことができ, 式 (A.17), および式 (A.18) を式 (A.16) に代入すると,

$$\begin{aligned} \frac{\|z\|}{\|y\|} &= \sqrt{\frac{\langle W_y^{-1/2} \hat{\mathbf{y}}, M^T W_z M W_y^{-1/2} \hat{\mathbf{y}} \rangle}{\langle \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{y}} \rangle}} \\ &= \sqrt{\frac{\langle \hat{\mathbf{y}}, W_y^{-1/2T} M^T W_z M W_y^{-1/2} \hat{\mathbf{y}} \rangle}{\langle \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{y}} \rangle}} \\ &= \sqrt{\frac{\langle \hat{\mathbf{y}}, W_y^{-1/2T} M^T W_z^{1/2T} W_z^{1/2} M W_y^{-1/2} \hat{\mathbf{y}} \rangle}{\langle \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{y}} \rangle}} \\ &= \sqrt{\frac{\langle \hat{\mathbf{y}}, (W_z^{1/2} M W_y^{-1/2})^T W_z^{1/2} M W_y^{-1/2} \hat{\mathbf{y}} \rangle}{\langle \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{y}} \rangle}} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

と変形できる. ただし, 最後の式変形には,

$$(XYZ)^T = Z^T Y^T X^T \quad (\text{A.20})$$

を用いた. ここで,

$$A = W_z^{1/2} M W_y^{-1/2} \quad (\text{A.21})$$

とおくと, 式 (A.19) は,

$$\frac{\|z\|}{\|y\|} = \sqrt{\frac{\langle \hat{\mathbf{y}}, A^T A \hat{\mathbf{y}} \rangle}{\langle \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{y}} \rangle}} \quad (\text{A.22})$$

となる. 今, $\hat{\mathbf{y}}$ を, A の右特異ベクトル v_i と仮定し, 式 (A.6) を代入すると,

$$\frac{\|z\|}{\|y\|} = \sigma_i \quad (i = 1, 2, \dots, r) \quad (\text{A.23})$$

となる. よって, 右特異ベクトルで与えられる初期摂動の成長率は, 特異値 σ_i ($i = 1, 2, \dots, r$) で与えられる. また, 式 (A.2) より,

$$\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_r > 0 \quad (\text{A.24})$$

であるので、成長率の最大値は σ_1 であり、最も大きく成長する初期摂動は、第 1 右特異ベクトル v_1 で与えられる。また、以上で求まる初期摂動 v_i ($i = 1, 2, \dots, r$) は、ノルムが運動エネルギーで定義される位相空間上で互いに直交している。

気象庁週間アンサンブル予報システムでは、特異ベクトルの計算に用いるノルムを、発散項を除いた湿潤トータルエネルギーノルム TE で定義している。ここで、湿潤トータルエネルギーノルム TE は次式で定義される。

$$TE = \langle \mathbf{x}, W\mathbf{x} \rangle = \frac{1}{2} \int_{p_B}^{p_T} \int_S \left[u'^2 + v'^2 + \frac{C_P}{T_r} T'^2 + \frac{L_c^2}{C_P T_r} q'^2 + RT_r \left(\frac{p_s'}{p_r} \right)^2 \right] dS dp \quad (\text{A.25})$$

ここで、 u, v (m/s) は水平風、 T (K) は気温、 q (kg/kg) は比湿、 p_s (hPa) は地表面気圧、 C_P ($\text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$) は大気の定圧比熱、 L_c (J/kg) は蒸発熱、 R ($\text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$) は気体定数、 T_r (K) は基準気温、 p_r (hPa) は基準気圧を表す。また、 $\int_S dS$ は面積積分、 $\int dp$ は鉛直積分、 p_B はモデル最下層の気圧、 p_T はモデル最上層の気圧、プライム記号はコントロールランからのずれを表す。